

Aus dem Institut für Physiologie und Kardiologie
der Universität Erlangen-Nürnberg
Vorstand: Professor Dr. E. Wetterer

Ein neuer theoretischer und experimenteller
Weg zur Bestimmung des Übertragungs-
maßes und des Wellenwiderstandes
an Arterien in situ

dem Fachbereich Medizin
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
als Habilitationsschrift

vorgelegt von
Dr. Rudi Busse

1976

1976 № 434

Aus dem Institut für Physiologie und Kardiologie
der Universität Erlangen-Nürnberg
Vorstand: Professor Dr. E. Wetterer

Ein neuer theoretischer und experimenteller
Weg zur Bestimmung des Übertragungs-
maßes und des Wellenwiderstandes
an Arterien in situ

dem Fachbereich Medizin
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
als Habilitationsschrift

vorgelegt von
Dr. Rudi Busse



Tag der Habilitation: 11. November 1976

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlegung der Methoden zur Bestimmung des Wellenwiderstandes und des Übertragungsmaßes	4
2.1. Definition und kurze Beschreibung der verwendeten hämodynamischen Größen und Begriffe	4
2.2. Ansätze für die verlustbehaftete, reflexionslose Wellenleitung	10
2.3. Ansätze für die verlustbehaftete, homogene Wellenleitung mit Wellenreflexion bei unbekanntem Reflexionsfaktor	12
2.4. Ansätze für die verlustbehaftete, homogene Wellenleitung mit Wellenreflexion bei bekanntem Reflexionsfaktor	21
2.5. Kritik der dargestellten Ansätze	25
3. Methodik	28
4. Ergebnisse	34
4.1. Bestimmung der Pulswellengeschwindigkeit; Druck-Durchmesserregistrierung unter verschiedenen, pharmakologischen Beeinflussungen	34
4.2. Bestimmung des komplexen Querwiderstandes (z_q) an der A.carotis und an der A.femoralis	41
4.3. Bestimmung des Phasenmaßes (α) und der Dämpfungskonstante (β) an der A.carotis und an der A.femoralis gemäß Ansatz Cy2	45
4.4. Der komplexe Wellenwiderstand der A.carotis und der A.femoralis, berechnet gemäß Ansatz CZ3	49
4.5. Bestimmung des Übertragungsmaßes und des Wellenwiderstandes unter Verwendung von Druck- und Stromstärkeregistrierung gemäß Ansatz C1	51

	Seite
5. Diskussion	55
5.1. Kritik der Registriermethoden	55
5.2. Bewertung der Ergebnisse	58
6. Zusammenfassung	66
Anhang: Rechnerische Auflösung der Bestimmungs- gleichungen für z_q , γ und Z	69
Abkürzungen und Symbole	72
Literatur	74

1. Einleitung

Der intermittierende Bluteinwurf aus dem linken und rechten Ventrikel in die Aorta ascendens bzw. die A.pulmonalis erzeugt in den Arterien des Körper- und Lungenkreislaufs Pulswellen, die sich in dem jeweiligen Gefäßsystem bis in die periphersten Verzweigungen fortpflanzen. Die zeitliche Änderung der Wellenströmung, des Wellendrucks und des Gefäßquerschnitts stellen dabei die Grundphänomene der arteriellen Pulswelle dar, die sich an jedem Ort, den die Pulswelle durchläuft, beobachten lassen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Pulswelle wird dabei nicht nur von der Elastizität der Arterienwand und der Massenträgheit des Blutes, sondern auch von der Wand- und Blutviskosität bestimmt. Die Energiedissipation durch innere Flüssigkeits- und Wandreibung, welche die Welle beim Durchlaufen des Gefäßsystems erfährt, bedingt aber auch eine Dämpfung, d.h. eine Amplitudenabnahme des Druck-, Strom- und Querschnittspulses entlang dem System. Wellengeschwindigkeit und Dämpfung werden im Übertragungsmaß physikalisch und rechnerisch zusammengefaßt und stellen zwei fundamentale Parameter der Wellenfortpflanzung dar. Während das Übertragungsmaß die Weitergabe des Wellendrucks und der Wellenströmung von Ort zu Ort nach Amplitude und Fortpflanzungsgeschwindigkeit beschreibt, repräsentiert der Wellenwiderstand (= Wellenimpedanz) als weitere charakteristische Größe der Wellenfortpflanzung die Beziehung zwischen Druck und Stromstärke am jeweiligen Betrachtungsort. Die Begriffe des Wellenwiderstandes und des Übertragungsmaßes stammen aus der Theorie der elektrischen Wellenleitungen. Grundsätzlich lassen sich die Ansätze und Berechnungsmethoden, die für Ausbreitungsvorgänge auf elektrischen Leitungen entwickelt wurden, auch auf andere Wellenphänomene wie Schall- oder Schlauchwellen anwenden. Faßt man die pulsatorischen Vorgänge im Arteriensystem als periodische Funktionen im eingeschwungenen Zustand auf, so ist es erlaubt, mittels der Fourier-Analyse (harmonische Analyse) die einzelnen Pulse rechnerisch in ihre harmonischen Sinuskomponenten zu zerlegen. So kann man sich bei der Lösung der Wellendifferentialgleichungen auf den speziellen Fall der sinusförmigen Zeitabhängigkeit beschränken und bei Kenntnis des Wellenwiderstandes und des Übertragungsmaßes für jeden Punkt eines homogenen Arteriensegments die Beziehung zwischen den Variablen Druck, Stromstärke und Querschnitt nach Betrag und

Phase beschreiben. (Landes (1942), Hardung (1952), Ronniger (1954), Taylor (1959, 1973), Wetterer und Kenner (1968), Noordergraaf (1969), McDonald (1974)). Obwohl also die Bedeutung der grundlegenden Größen der Wellenfortpflanzung bekannt ist und einige theoretische Ansätze zu ihrer Berechnung bzw. Bestimmung vorliegen, existieren nur sehr wenige experimentelle Ergebnisse über ihre Bestimmung an Arterien in situ. (McDonald und Gessner (1968), Cox (1971), Milnor und Nichols (1975)). Dies läßt sich vor allem aus den experimentellen Schwierigkeiten erklären, die mit derartigen Messungen verbunden sind.

Diese Schwierigkeiten haben vorwiegend folgende Ursachen. Das zu untersuchende Arteriensegment muß bei allen rechnerischen Ansätzen als homogen behandelt werden, was im Arteriensystem nur für kurze Strecken, bestenfalls von 5-10 cm zutrifft. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, daß in Arterien in situ immer vorwärts- und rückwärtslaufende Wellen gleichzeitig auftreten. Wie sich aus den folgenden Überlegungen ergeben wird, ist es notwendig, an manchen Orten des kurzen Arteriensegments gleichzeitig Registrierungen des Drucks und/oder der Stromstärke und/oder des Gefäßdurchmessers vorzunehmen. Für die Bestimmung der oben genannten Parameter kommt es dann darauf an, daß sehr kleine Differenzen zwischen großen Meßwerten erfaßt und verrechnet werden. Dies erfordert eine Meßgenauigkeit, die eben noch diesseits oder in manchen Fällen schon jenseits der Fehlergrenzen der z.Zt. verfügbaren Registriertechnik liegt.

In der vorliegenden Arbeit sollen außer den schon bekannten Ansätzen die hier neu gewonnenen Ansätze zur Bestimmung des Übertragungsmaßes und des Wellenwiderstandes an Arterien in situ dargestellt und hinsichtlich ihrer Brauchbarkeit geprüft werden. Bisher waren nur solche Ansätze erwogen und teilweise angewandt worden, die sich für das Übertragungsmaß auf mindestens drei simultane, voneinander unabhängige Registrierungen und für den Wellenwiderstand auf mindestens vier solche Registrierungen im Bereich des untersuchten Arteriensegments stützen. Hier sollen nun erstmals Methoden beschrieben und angewandt werden, in denen für das Übertragungsmaß zwei simultane, voneinander unabhängige Registrierungen und für den Wellenwiderstand nur drei solche Registrierungen benötigt werden. Abgesehen von der Vereinfachung der Meßmethodik bedeutet dies einen erheblichen Gewinn an Genauig-

keit. Das Grundprinzip, das die neuen Ansätze ermöglicht, besteht in der Schaffung eindeutiger Wellenreflexionsbedingungen durch Arterienabklemmung. Außerdem wird zur Registrierung des Gefäßdurchmessers eine neue berührungsfreie photoelektrische Methode von hoher Empfindlichkeit und bisher nicht erreichten dynamischen Eigenschaften verwendet.

2. Theoretische Grundlegung der Methoden zur Bestimmung des Wellenwiderstandes und des Übertragungsmaßes

2.1. Definition und kurze Beschreibung der verwendeten hämodynamischen Größen und Begriffe

In diesem Abschnitt soll eine kurze Darstellung und Erläuterung der wichtigsten Begriffe und Definitionen aus der Leitungstheorie gegeben werden, so weit diese für das Verständnis der Arbeit unerlässlich sind. (Übersichtliche Darstellung der elektrischen Leitungstheorie bei Unger (1967), ausführliche Darstellung der Theorie der verlustbehafteten Schlauchleitung bei Wetterer und Kenner (1968)).

Der aus der elektrischen Leitungstheorie stammende Begriff des Wellenwiderstandes wurde 1942 von Landes in die arterielle Dynamik eingeführt. Der Wellenwiderstand Z ist definiert als das Verhältnis des Wellendruckes zur Wellenstromstärke eines Schlauches oder einer Arterie, wenn nur Wellen einer Laufrichtung vorhanden sind.

$$Z = \frac{\vec{p}}{\vec{t}} = \frac{\overleftarrow{p}}{\overleftarrow{t}} \quad (1)$$

In Analogie zu einer elektrischen Wellenleitung, in der ein darin enthaltenes homogenes Element differentieller Länge durch ein differentielles Vierpolelement als Ersatzschaltbild dargestellt werden kann, läßt sich ein kurzes, homogenes Arteriensegment als hydrodynamische Wellenleitung betrachten und durch ein entsprechendes Ersatzschaltbild charakterisieren, in dem die elektrischen Größen durch die entsprechenden hydrodynamischen Größen ersetzt sind. In dieser Darstellung (s.Tab.1 und Abb.1) lassen sich dann die Bestandteile, welche das Segment als Widerstandskomponenten in Längsrichtung besitzt, d.h. Massenträgheit des Blutes und innere Flüssigkeitsreibung, zu einem komplexen Längswiderstand pro Längeneinheit z_l zusammenfassen. Ebenso kann man aus den beiden Bestandteilen des Querwiderstandes, der Wandelastizität und der inneren Wandreibung, einen komplexen Querwiderstand mal Längeneinheit z_q bilden. Aus den Vierpolgleichungen erhält man bei Berücksichtigung der oben gegebenen Definition des Wellenwiderstandes (1) die Beziehung

$$Z = \sqrt{z_l \cdot z_q} \quad (2)$$

Für das in Abb.1 links wiedergegebene Ersatzschaltbild eines homogenen Arteriensegments mit Wand- und Flüssigkeitsreibung, aber ohne seitlichen Abfluß, ergibt sich dabei z_ℓ als

$$z_\ell = R + j\omega M' \quad (3a)$$

und z_q als

$$z_q = R_w + \frac{1}{j\omega C} \quad (3b)$$

$\omega (= 2\pi f)$ ist die Kreisfrequenz, wobei f = Frequenz der jeweiligen Harmonischen.

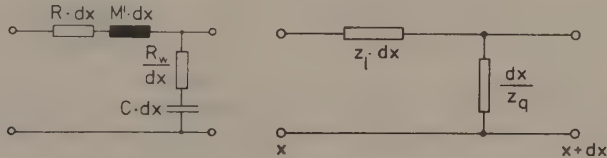


Abb.1 Vierpolelement einer hydrodynamischen Wellenleitung, links aufgegliedert in seine Bestandteile, rechts zusammengefaßt in einen Längs- und einen Querwiderstand.

Für den Wellenwiderstand Z erhält man dann für diesen Fall gemäß (2):

$$Z = \sqrt{R \cdot R_w + \frac{M'}{C} + j(\omega R_w M' - \frac{R}{\omega C})} \quad (3c)$$

Der Wellenwiderstand Z in Gl.(3c) ist, ebenso wie z_ℓ und z_q , komplex und läßt sich in Real- und Imaginärteil aufsplitten. Dies führt im Falle von Gl.(3c) zu sehr unübersichtlichen Ausdrücken. Die andere Darstellungsweise des komplexen Wellenwiderstands, die Aufspaltung nach Betrag und Phase, ergibt unter Verwendung von (2)

$$Z = |Z| \cdot \exp(j(\varphi_\ell + \varphi_q)/2) \quad (4)$$

wobei $|Z|$ sich aus $\sqrt{|z_\ell| \cdot |z_q|}$ ergibt. φ_ℓ ist der Phasenwinkel des Längswiderstandes, φ_q derjenige des Querwiderstandes. Diese beiden Winkel lassen sich als Arcustangens-Funktionen des Quotienten Imaginärteil/Realteil aus den jeweiligen Widerständen bestimmen.

Die Größen z_ℓ , z_q und Z eines Arteriensegments sind als komplexe Größen frequenzabhängig. Nur in dem Fall einer verlustfreien Wellenleitung, d.h. eines Schlauchs oder Arteriensegments ohne Energieverluste durch Wand- oder Flüssigkeitsreibung, wird der Wellenwiderstand Z eine reelle und frequenzunabhängige Größe und ergibt sich gemäß Gl.(3c) zu $Z = \sqrt{M'/C}$. Auf Grund bekannter Beziehungen kann man dies auch in der Form schreiben:

$$Z = \frac{\rho c}{Q} \quad (5)$$

wobei ρ = Dichte der Flüssigkeit, c = Wellengeschwindigkeit und Q = Innenquerschnitt des Gefäßes. Die Behandlung von Z als reelle Größe ist im menschlichen Arteriensystem für große Arterien zulässig, an denen ohne allzugewichtige Fehler die Reibungswiderstände gegenüber den Trägheitswiderständen und den elastischen Widerständen vernachlässigt werden dürfen.

Tab.1

Liste der hier benutzten hydrodynamischen Größen, bezogen auf ein Wellenleitungselement der Länge dx . Man beachte die unterschiedlichen Dimensionen von R und R_w sowie von z_ℓ und z_q .

Hydrodynamische Größen	Bezeichnung	Dimension
Druck	p	dyn/cm^2
Volumen	V	cm^3
Stromstärke	i	cm^3/sec
Wirksame Masse	$M'dx$	g/cm^4
Elastische Weitbarkeit (Compliance)	$C dx$	cm^5/dyn
Strömungswiderstand	$R dx$	$\text{dyn} \cdot \text{sec}/\text{cm}^5$
Innere Wandreibung	R_w/dx	$\text{dyn} \cdot \text{sec}/\text{cm}^5$
komplexer Längswiderstand	$z_\ell dx$	$\text{dyn} \cdot \text{sec}/\text{cm}^5$
komplexer Querwiderstand	z_q/dx	$\text{dyn} \cdot \text{sec}/\text{cm}^5$
Wellenwiderstand (=Wellenimpedanz)	Z	$\text{dyn} \cdot \text{sec}/\text{cm}^5$

Wie bereits erwähnt, läßt sich eine Arterie meist nur auf kurze Strecken als homogen annehmen. Über längere Strecken bedingen Änderungen des Querschnitts, des Wanddicken-Radiusverhältnisses und der Gewebszusammensetzung eine kontinuierliche oder sprunghafte Änderung des Wellenwiderstandes. An Orten, an denen der Wellenwiderstand sich sprunghaft ändert (Zwischenreflexionsstelle, Stoßstelle), erfolgt eine Wellenreflexion. Das Verhältnis von reflektierter zu ankommender Welle ist als Reflexionsfaktor definiert. Der Reflexionsfaktor (k) für diesen Ort läßt sich berechnen aus

$$k = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (6)$$

wobei Z_1 der komplexe Wellenwiderstand der zuführenden Arterie proximal und Z_2 derjenige der weiterführenden Arterie distal der Zwischenreflexionsstelle ist. In entsprechender Weise erhält man für den Sonderfall eines mit einem Strömungswiderstand R_e abgeschlossenen homogenen Arteriensegments den lokalen Reflexionsfaktor, indem man in (6) anstelle von Z_2 den Strömungsendwiderstand R_e einsetzt. Wie man leicht aus (6) ersehen kann, ist $k = 0$, d.h. es erfolgt keine Reflexion, wenn R_e bzw. $Z_2 = Z_1$ ("angepaßter" Zustand). Dagegen ist $k > 0$, wenn R_e bzw. $Z_2 > Z_1$, und es ist $k = +1$, wenn R_e bzw. $Z_2 = \infty$ (positive Totalreflexion, z.B. durch völlige Abklemmung). Eine ausführliche Darstellung ist bei Wetterer und Kenner (1968) § 7 zu finden.

Abgesehen von künstlich herbeigeführten Ausnahmen, sind in allen Arterien stets sich überlagernde rechtläufige und rückläufige Wellen gleichzeitig vorhanden, sodaß für jede Harmonische des komplexen Druckes (p) gilt:

$$p = p_f + p_b \quad (7a)$$

Hierbei stellt p_f (f = forward) den rechtläufigen Wellenanteil, p_b (b = backward) den rückläufigen Wellenanteil nach Amplitude (Betrag) und Phase dar. Entsprechendes gilt für die Stromstärke (i):

$$i = i_f - i_b \quad (7b)$$

Das negative Vorzeichen von i_b kommt dadurch zustande, daß eine positive rückläufige Welle zwar positiven Wellendruck, aber eine in negativer Längskoordinatenrichtung verlaufende Wellenströmung aufweist. So wird aus Gl.(7a) und (7b) deutlich, daß unabhängig von der Phasenverschiebung durch einen komplexen Wellenwiderstand, bei Vorhandensein recht- und rückläufiger Wellen die Pulsformen des Wellendrucks und der Wellenstromstärke nicht übereinstimmen können. Der Quotient aus komplexem Druck und komplexer Stromstärke ergibt bei Anwesenheit von Wellen verschiedener Laufrichtung nicht den Wellenwiderstand Z , sondern den sog. Eingangswiderstand Z_{in} . Dieser ist definiert als Verhältnis des komplexen Drucks (p) zur komplexen Stromstärke (i) am Anfang (Eingang) einer Leitung:

$$Z_{in} = \frac{p}{i} \quad (8)$$

Der Ort, an dem der Quotient p/i bestimmt wird, kann immer als "Eingang", d.h. als Anfang der distal hiervon befindlichen Wellenleitung betrachtet werden. Nur im Fall eines reflexionslosen Schlauchs, in dem Wellen einer einzigen Laufrichtung vorhanden sind, ist der Eingangswiderstand gleich dem Wellenwiderstand.

Für das Übertragungsmaß γ ergibt sich aus den Vierpolgleichungen die Beziehung

$$\gamma = \sqrt{\frac{z_\ell}{z_q}} \quad (9)$$

Durch Einsetzen der entsprechenden hydrodynamischen Größen erhält man für das Vierpolelement von Abb.1

$$\gamma = \sqrt{\frac{R + j\omega M'}{R_w + j\omega C}} = \beta + j\alpha \quad (10)$$

Das Übertragungsmaß γ ist als komplexe Größe ebenso wie der Längswiderstand, der Querwiderstand und der Wellenwiderstand von Arterien frequenzabhängig. Der Realteil von γ ist die sog. Dämpfungskonstante β der Wellenfortpflanzung. Der Imaginärteil von γ stellt die sog. Phasenkonstante (Phasenmaß) α dar. Eine

rechtläufige Welle mit sinusförmigem Druckverlauf $p(t) = |p| \cdot \exp(j\omega t)$, die sich entlang einem verlustbehafteten Schlauch in positiver x-Richtung fortpflanzt, wird beschrieben durch

$$p(x, t) = |p| \cdot \exp(-j\beta x) \exp(j\omega t) = |p| \cdot \exp(-\beta x) \cdot \exp(j(\omega t - \alpha x)) \quad (11)$$

$|p|$ ist die Druckamplitude an einem gewählten Anfangsort. In der weiteren Darstellung wird der zeitliche sinusförmige Ablauf ($\exp(j\omega t)$) nicht mehr angeschrieben, sofern dies nicht zum Verständnis erforderlich ist.

Der Term $\exp(-\beta x)$ zeigt das exponentielle Absinken der Druckamplitude in x-Richtung an; der Faktor $\exp(j(\omega t - \alpha x))$ gibt den orts- und zeitabhängigen Phasenzustand wieder. Die durch den Ausdruck $(\omega t - \alpha x)$ bestimmte Phase wandert mit wachsender Zeit t zu größeren Werten von x . Die Geschwindigkeit c_{ph} einer sinusförmigen Welle (Phasengeschwindigkeit), die sich aus dem Vorwücken eines bestimmten Phasenzustandes erkennen läßt, ist dann

$$c_{ph} = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{\alpha} \quad (12)$$

Dieselben Beziehungen gelten auch für rückläufige Wellen, wobei nur zu beachten ist, daß x bei der Wellenfortpflanzung nicht größer, sondern kleiner wird.

2.2. Ansätze für die verlustbehaftete, reflexionslose Wellenleitung

Wie schon erwähnt, wird in einem homogenen Schlauch beim Fehlen jeglicher Reflexionen der Eingangswiderstand gleich dem Wellenwiderstand. Es genügt also zur Bestimmung von Z die Registrierung von Druck und Stromstärke an einer einzigen Stelle:

$$\frac{p}{i} = Z_{in} = Z \quad (13)$$

In ebenso einfacher Weise läßt sich das Übertragungsmaß γ aus den an zwei Punkten simultan registrierten Drucken oder Stromstärken oder Querschnittspulsen bestimmen. Ist die von der Welle zwischen den beiden Punkten durchlaufene Strecke x , so gilt z.B. für den Druck gemäß Gl.(11): $p_e = p_a \cdot \exp(-\gamma x)$, wobei p_a den komplexen Druck am Anfang der Strecke und p_e denjenigen am Ende der Strecke bedeuten. Die Auflösung nach γ ergibt:

$$\gamma = \frac{1}{x} \ln \frac{p_a}{p_e}$$

Hiervon stellt der Realteil das Dämpfungsmaß β dar:

$$\beta = \frac{1}{x} \ln \left| \frac{p_a}{p_e} \right| \quad (14a)$$

Der Imaginärteil ist die Phasenkonstante α :

$$\alpha = \frac{\varphi}{x} \quad (14b)$$

wobei φ der Phasenwinkel zwischen dem komplexen Druck p_a und dem komplexen Druck p_e ist.

In gleicher Form läßt sich dieser Ansatz zur Bestimmung von γ aus zwei Stromstärke- oder zwei Querschnitts-Registrierungen anwenden.

Nun stellt aber, wie erwähnt, jede längere Arterie mit Verzweigungen eine inhomogene Wellenleitung dar, in deren Verlauf der Wellenwiderstand sich ändert und deren Ende mit einem peripheren Strömungswiderstand abgeschlossen ist. Daher kommt es durch Wellenreflexionen zur Entstehung rückläufiger Wellen, und die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit von (13) und (14) sind nicht gegeben. Eine annähernde Bestimmung von Z und γ

mittels (13) und (14) läßt sich aber an peripheren Arterien ermöglichen, z.B. an der A.tibialis posterior des Menschen oder an der distalen A.femoralis des Hundes, von denen keine größeren Seitenäste mehr abzweigen. Zu diesem Zweck muß die Wellenreflexion am peripheren Widerstand weitgehend aufgehoben werden, was durch medikamentös bewirkte oder durch postokklusive Dilatation der peripheren Widerstandsgefäße erreicht werden kann. Dann ist der rückläufige Wellenanteil so klein, daß seine Vernachlässigung bei der Bestimmung von Z und ρ einen nicht allzu großen Fehler ergibt.

2.3. Ansätze für die verlustbehaftete, homogene Wellenleitung mit Wellenreflexion bei unbekanntem Reflexionsfaktor

Die allgemeine Lösung der Wellendifferentialgleichungen beschreibt die Ausbreitung von Wellen auf einer Leitung als eine Überlagerung zweier Wellen, einer recht- und einer rückläufigen Welle. Dabei ist es gleichgültig, ob die rückläufige Welle als Resultat einer Wellenreflexion oder als eine am Ende der Leitung selbständig erzeugte Welle in Erscheinung tritt. Die rückläufige Welle kann auch Null sein; dieser Sonderfall bildet die Grundlage der in 2.2. gegebenen Bestimmungsmethoden.

Zum besseren Verständnis der im folgenden besprochenen rechnerischen Ansätze sei folgendes erläutert. Die Bewegungsgleichung (15) und die Kontinuitätsgleichung (16) für visköse Flüssigkeiten in elastischen Schläuchen mit innerer Wandreibung lassen sich unter Anwendung der Vierpoltheorie und Beschränkung auf sinusförmige Zeitabhängigkeit folgendermaßen anschreiben:

$$-\frac{dp}{dx} = z_\ell \cdot i \quad (15)$$

$$-\frac{di}{dx} = \frac{1}{z_g} \cdot p \quad (16)$$

Aus den Differentialgleichungen 1.Ordnung (15) und (16) erhält man dann durch Elimination von i und unter Verwendung von (9) eine Differentialgleichung zweiter Ordnung für p .

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \gamma^2 p \quad (17)$$

Ein entsprechender Zusammenhang gilt für i .

Für die allgemeine Lösung einer linearen Differentialgleichung 2.Ordnung müssen zwei verschiedene partikuläre Integrale gefunden werden. Für (17) stellen $p_f \cdot \exp(-\gamma x)$ und $p_b \cdot \exp(\gamma x)$ zwei partikuläre Integrale dar, wie sich leicht durch zweimaliges Differenzieren und Einsetzen zeigen läßt. Die allgemeine Lösung für (17) lautet dann:

$$p = p_f \cdot \exp(-\gamma x) + p_b \cdot \exp(\gamma x) \quad (18)$$

Dabei stellt $p_f \cdot \exp(-\gamma x)$ die Amplitude einer rechtläufigen Welle, $p_b \cdot \exp(\gamma x)$ die Amplitude einer rückläufigen Welle dar.

Ansätze zur experimentellen Ermittlung von γ und Z für Arterien in situ lassen sich grundsätzlich sowohl aus den Wellengleichungen (z.B.(17)) oder nach deren Integration aus der allgemeinen Lösung entwickeln. Diese Verfahren seien nun im einzelnen aufgeführt, wobei in einem ersten Abschnitt (A) die Ansätze entwickelt und dargestellt werden, bei denen γ mit drei gleichartigen Bestimmungselementen (Ansätze A_γ) und Z mit einer weiteren unabhängigen Messung bestimmt werden kann (Ansätze A_Z). Im zweiten Abschnitt (B) werden dann diejenigen Ansätze erläutert, bei denen γ und Z gemeinsam aus vier Größen bestimmt werden.

(A) Ansatz $A_{\gamma 1}$

In einem als homogen angenommenen Arteriensegment der Länge $2x$ wird der Druck simultan an drei voneinander jeweils um die Strecke x entfernten Meßorten (M_1, M_2, M_3) registriert (Abb.2).

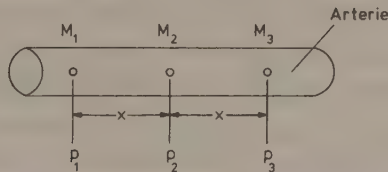


Abb.2 Meßanordnung zur Bestimmung des Übertragungsmaßes in einem homogenen Arteriensegment nach den Ansätzen A_γ .

Wenn man den in M_2 registrierten Druck als Bezugsdruck verwendet muß für die in M_1, M_2 und M_3 registrierten Drucke gemäß (18) gelten:

$$p_1 = p_f \cdot \exp(\gamma x) + p_b \cdot \exp(-\gamma x) \quad (19a)$$

$$p_2 = p_f + p_b \quad (19b)$$

$$p_3 = p_f \cdot \exp(-\gamma x) + p_b \cdot \exp(\gamma x) \quad (19c)$$

wobei jeweils f (= forward) die rechtläufige und b (= backward) die rückläufige Welle charakterisiert. Auflösung von (19b) nach p_f und Einsetzen in (19a) und (19c) ergibt dann

$$\exp(\gamma x) + \exp(-\gamma x) = \frac{p_1 + p_3}{p_2} \quad (20)$$

Nach Einführung des hyperbolischen Cosinus entsteht aus (20):

$$\gamma = \frac{1}{x} \cosh^{-1} \frac{p_1 + p_3}{2p_2} \quad (21) \quad *)$$

Ansatz A₂

Ein entsprechender Zusammenhang läßt sich auch für drei an den Orten M_1 bis M_3 registrierte Stromstärken formulieren. Setzt man in (19a) bis (19c) anstelle von p_1 , p_f , p_b usw. i_1 , i_f , i_b usw. und berücksichtigt das Vorzeichen von i_b gemäß (7b), so erhält man für γ eine Beziehung, die identisch mit (21) ist, nur daß anstelle der Drucke p die Stromstärken i stehen.

Ansatz A₃

Es bedarf nach dieser Darstellung kaum einer besonderen Betonung, daß anstelle der komplexen Druckamplituden p_1 , p_2 und p_3 sich für die Bestimmung von γ in Gl. (21) auch die komplexen Querschnittsamplituden Q_1 , Q_2 und Q_3 einsetzen lassen.

Daß die Bestimmung von γ an homogenen Arteriensegmenten in situ die Messung von mindestens drei Größen erfordert, wird auch aus (17) deutlich. In dieser Gleichung tritt der 2. Differentialquotient des Druckes nach dem Ort auf, sodaß man zur Bestimmung von γ die Messung von mindestens zwei Druckgradienten, also von drei Drucken benötigt.

Errechnet man das Übertragungsmaß γ aus drei simultanen Druckregistrierungen nach (21), so erfordert die Bestimmung des Wellenwiderstandes Z eine weitere unabhängige Größe, z.B. eine Stromstärke oder eine Querschnittsregistrierung an einem der drei Druckmeßorte. Diese Ansätze seien im einzelnen erläutert.

Nach (6) läßt sich der lokale Reflexionsfaktor k berechnen, der am Übergang eines homogenen Arteriensegments mit dem Wellenwiderstand Z_1 zu dem darauffolgenden homogenen Segment mit dem Wellenwiderstand Z_2 auftritt. Setzt man jedoch in (6) anstelle

*) $\cosh^{-1}$ stellt die angloamerikanische Schreibweise für Arcosh dar.

von Z_2 den Eingangswiderstand Z_{in} des zweiten Segments, so wird der damit erhaltene "globale" Reflexionsfaktor durch die Eigenschaften der an das Segment 2 angeschlossenen Wellenleitung mitbestimmt. Dieser "globale" Reflexionsfaktor kann für jede Stelle der Wellenleitung bestimmt werden, unabhängig ob an diesem Ort tatsächlich eine Reflexion erfolgt oder nicht. Ebenso ist für die rechnerische Behandlung eines "globalen" Reflexionsfaktors die Betrachtungsweise statthaft, daß das untersuchte Arteriensegment mit dem Wellenwiderstand Z durch einen komplexen Endwiderstand R_e abgeschlossen ist, der mit dem Eingangswiderstand Z_{in} der nachfolgenden Wellenleitung übereinstimmt. Mit Hilfe dieser Verallgemeinerung des Begriffs "Reflexionsfaktor" läßt sich nun, nachdem γ mit (21) berechnet wurde, folgender Ansatz für die Bestimmung von Z durchführen.

Ansatz AZ1

Der Druck am Anfang (p_a) eines als homogen angenommenen Arteriensegments mit dem Wellenwiderstand Z , der Länge x und dem globalen Reflexionsfaktor k am Ende des Segments ist

$$p_a = p_f + p_b \quad (22a)$$

wobei

$$p_b = k \cdot p_f \cdot \exp(-2\gamma x) \quad (22b)$$

Der Druck p_e am Ende des homogenen Segments ist hiernach

$$p_e = p_f \cdot \exp(-\gamma x) (1+k) \quad (22c)$$

Der globale Reflexionsfaktor k ist hierbei bestimmt durch

$$k = \frac{1-Y}{1+Y} \quad (23)$$

worin $Y = Z/Z_{in}$ und $Z_{in} = p_e/i_e$ = Eingangswiderstand der an das homogene Segment sich anschließenden Wellenleitung.

Auflösung von (22c) nach p_f und Einsetzen in (22b) und (22c) ergibt

$$p_a = \frac{p_e (\exp(\gamma x) + k \cdot \exp(-\gamma x))}{1+k} \quad (24a)$$

Ersetzt man in (24a) k durch (23) und benutzt die hyperbolischen Funktionen, so erhält man

$$p_a = p_e (\cosh \gamma x + Y \sinh \gamma x) \quad (24b)$$

Mit Einsetzen von $Y = Z/Z_{in}$ ergibt sich dann für Z die Beziehung

$$Z = Z_{in} \left(\frac{p_a/p_e - \cosh \gamma x}{\sinh \gamma x} \right) \quad (25)$$

Wird γ nach (21) mit drei Druckregistrierungen an äquidistanten Punkten (M_1, M_2, M_3) des homogenen Segments errechnet (vgl. Abb. 2), so genügt entweder eine zusätzliche Stromstärkeregistrierung bei M_2 oder bei M_3 , um Z_{in} und damit auch Z zu bestimmen.

Ansatz AZ2

Bei Bestimmung von γ mittels (21) aus drei Drucken ergibt sich, wie erwähnt, eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von Z durch die zusätzliche Registrierung des Querschnitts. In der Schreibweise der Vierpoltheorie (16) gibt die Kontinuitätsgleichung die Beziehung zwischen einem oszillatorischen Druck, einer elastischen Wand und einem oszillatorischen Stromstärkegradienten wieder. Setzt man in (16) $i = \frac{dV}{dt}$ und das Volumen $V = Q \cdot x$ (Q = Querschnitt, x = Länge) so ergibt sich für di/dx

$$\frac{di}{dx} = \frac{d}{dx} \left(x \cdot \frac{dQ}{dt} + Q \cdot \frac{dx}{dt} \right) \quad (26)$$

Bei Längsfixierung des Gefäßes ist $Qdx/dt = 0$, sodaß sich anstelle $\frac{di}{dx}$ einfach dQ/dt schreiben läßt. Hiermit erhält man z_q gemäß (16):

$$z_q = \frac{p}{dQ/dt} \quad (27)$$

Bei Berücksichtigung von (2) und (9) läßt sich Z folgendermaßen schreiben

$$Z = \gamma \cdot z_q \quad (28)$$

Ist γ gemäß (21) aus drei äquidistant registrierten Drucken bestimmt, so benötigt man zur Berechnung von Z nach (28) nur noch die Registrierung eines Querschnittspulses an einer der drei Druckmeßstellen.

Ansatz AZ3

Erfolgt die Bestimmung von γ mit Hilfe dreier Stromstärke-registrierungen an den Orten M_1 , M_2 und M_3 , so benötigt man für die Berechnung von Z zusätzlich eine Druckregistrierung zwischen M_1 und M_2 bzw. zwischen M_2 und M_3 . In diesem Fall wird z_q nach (16) bestimmt und in (28) eingesetzt.

Ansatz AZ4

Wenn γ mit drei Querschnittspulsen ermittelt wird, so ist gemäß (27) noch eine Druckregistrierung für z_q an M_1 , M_2 oder M_3 zur Errechnung des Wellenwiderstandes notwendig. Es ist leicht einzusehen, daß für die Bestimmung des Wellenwiderstandes zumindest eine Druckregistrierung erfolgen muß, falls γ mit Stromstärke- oder Querschnittspulsregistrierungen bestimmt wird.

Eine Übersicht über die dargelegten Ansätze A γ und AZ wird in Tab.2 gegeben.

Tab.2 Übersicht der zur Bestimmung von γ und Z notwendigen Größen. Zahl der jeweils gleichartigen Bestimmungselemente > 2. Vgl. Abb.2.

	Bestimmung von γ	Bestimmung von Z	
Text- ziffer für γ	Simultane Messung an drei äquidistanten Punkten M_1 , M_2 , M_3	erfordert eine zu- sätzliche simultane Messung von	Text- ziffer für Z
A γ 1	P_1 P_2 P_3	i in M_2 oder M_3 oder Q in M_1 , M_2 oder M_3	AZ1 AZ2
A γ 2	i_1 i_2 i_3	p zwischen M_1 und M_2 oder zwischen M_2 und M_3	AZ3
A γ 3	Q_1 Q_2 Q_3	p in M_1 , M_2 oder M_3	AZ4

(B) Während bei den Ansätzen A die Bestimmung von γ mit drei unabhängig registrierten Größen möglich war und die Bestimmung von Z die Registrierung einer vierten Größe erforderte, sind bei den folgenden Ansätzen 4 Meßgrößen für die gemeinsame Bestimmung von γ und Z notwendig.

Ansatz B1

Am Anfang (a) und Ende (e) eines als homogen angenommenen Arteriensegments mit dem Wellenwiderstand Z werden simultan jeweils

Druck und Stromstärke registriert. Dem homogenen Segment wird (zum Unterschied von den Ansätzen A) die Gesamtlänge x zugeschrieben, was in den Ansätzen B die Formulierung etwas vereinfacht. Für die Drucke p_a und p_e gelten die in (22a-c) und (24) dargestellten Beziehungen. Für die Stromstärke am Anfang (i_a) läßt sich eine Gleichung entsprechend (24b) herleiten, wenn man unter Berücksichtigung des Vorzeichens die Gleichungen (22a-c) für die Stromstärke formuliert und nach i_a auflöst:

$$i_a = i_e \left(\cosh \gamma x + \frac{1}{Y} \sinh \gamma x \right) \quad (29)$$

mit $Y = Z/Z_{in}$ und $Z_{in} = \frac{p_e}{i_e} =$ Eingangswiderstand der an das homogene Arteriensegment sich anschließenden Wellenleitung.

Im folgenden werden die Quotienten p_a/p_e und i_a/i_e als U_p bzw. U_i bezeichnet. Die Gln. (24b) und (29) lassen sich dann folgendermaßen schreiben.

$$(U_p - \cosh \gamma x) \cdot \frac{1}{Y} = \sinh \gamma x \quad (24c)$$

$$(U_i - \cosh \gamma x) \cdot Y = \sinh \gamma x \quad (29a)$$

Hieraus folgt:

$$Z = Z_{in} \sqrt{\frac{U_p - \cosh \gamma x}{U_i - \cosh \gamma x}} \quad (30)$$

Eliminiert man Y aus (24c) und (29a) und berücksichtigt, daß $\sinh^2 \gamma x - \cosh^2 \gamma x = -1$, so erhält man

$$\cosh \gamma x = \frac{1 + U_p U_i}{U_p + U_i} \quad (31)$$

Gleichung (31) in (30) eingesetzt führt bei Ausformulierung der in Z_{in} , U_p und U_i enthaltenen Größen zu einer übersichtlichen Gleichung, aus der sich Z bestimmen läßt:

$$Z = \sqrt{\frac{p_e^2 - p_a^2}{i_e^2 - i_a^2}} \quad (32)$$

Diesen rechnerisch etwas aufwendigen Lösungsweg kann man bei gleicher experimenteller Anordnung wesentlich verkürzen, wenn man nicht wie oben von der allgemeinen Lösung der Wellengleichung ausgeht, sondern von der Bewegungsgleichung (15) und der Kontinuitätsgleichung (16). Löst man diese Gleichungen nach z_ℓ bzw. z_q auf und setzt sie in (2) ein, so ergibt sich

$$z^2 = \frac{p \cdot dp}{i \cdot di} \quad (33)$$

Bei Integration dieses Ausdrucks zwischen den Grenzen a (Anfang) und e (Ende) erhält man dann sofort

$$z^2 = \frac{p_e^2 - p_a^2}{i_e^2 - i_a^2} \quad (34)$$

also denselben Ausdruck wie in (32).

Ansatz B2

Eine ähnliche Bestimmung von γ und Z, wie sie gemäß (33) und (34) mit zwei Druck- und zwei Stromstärkeregistrierungen durchgeführt wurde, läßt sich auch mit zwei Druckregistrierungen, einer Stromstärke- und einer Querschnittsregistrierung erreichen. Werden die Differentiale in der Bewegungsgleichung (15) durch die endlichen Größen Δ ersetzt, so erhält man aus der Differenz der Drucke am Anfang (p_a) und am Ende (p_e) des homogenen Segments, aus der Stromstärke, die in der Mitte der Strecke registriert wird (i_m) und aus der Länge x (Δx als x geschrieben) den komplexen Längswiderstand z_ℓ . Die Registrierung von Druck und Querschnitt entweder am Anfang oder Ende des Arteriensegments ergibt gemäß (27) den komplexen Querwiderstand z_q . Wellenwiderstand und Übertragungsmaß erhält man durch Einsetzen von z_ℓ und z_q in (2) und (9).

Außer diesen beiden Bestimmungsmethoden für Z und γ , welche die Messung von zwei Drucken erfordern, lassen sich noch zwei weitere Ansätze formulieren, die nur eine Druckregistrierung benötigen, wobei sich Z und γ wie in B2 aus den getrennt bestimmten Längs- und Querwiderständen ergeben. Dies soll noch kurz erläutert werden.

Ansatz B3

Wird der komplexe Querwiderstand z_q , wie bereits in B2 ausgeführt, mit einer Druck- und einer Querschnittsregistrierung am Anfang des Segments bestimmt, so läßt sich mit Hilfe einer weiteren Querschnittsregistrierung am Ende des Segments der Druckverlauf für diese Stelle errechnen. Aus der Druckdifferenz ($p_a - p_e$), der Länge x des Segments und der in der Mitte gemessenen Stromstärke läßt sich dann z_l gemäß (15) ermitteln.

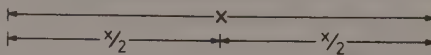
Ansatz B4

Das homogene Arteriensegment der Länge x wird in drei gleichlange Abschnitte unterteilt. Am Anfang des ersten Abschnitts wird die Stromstärke i_a , am Anfang des zweiten Abschnitts der Druck p , am Anfang des dritten Abschnitts die Stromstärke i_d und am Ende des dritten Abschnitts der Querschnitt Q_e registriert. Aus i_a , i_d und p wird z_q bestimmt. Mittels (27) läßt sich aus Q_e der lokale Druck berechnen, der dann zusammen mit p und i_d zur Berechnung von z_l benutzt werden kann.

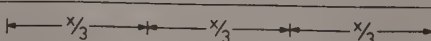
Wie bei den Ansätzen A müssen auch bei den Ansätzen B jeweils alle Meßgrößen simultan registriert werden. Mit den beschriebenen Ansätzen A und B sind grundsätzlich alle Möglichkeiten der Berechnung von γ und Z am beiderseits offenen Arteriensegment erschöpft. Selbstverständlich könnten noch einige Varianten durch örtliche Vertauschungen von Meßinstrumenten geschaffen werden.

Abb.3 gibt eine zusammenfassende Übersicht der benötigten Meßgrößen für die unter (B) aufgeführten Verfahren.

Abb.3 Übersichtliche Zusammenstellung der zur gemeinsamen Bestimmung von γ und Z benötigten Meßgrößen bei Anwendung der Ansätze B1-B4. Anzahl je gleichartiger Bestimmungsgrößen < 3 ; die Gesamtzahl aller Bestimmungsgrößen ist jeweils 4.



B1	p_a i_a	p_e i_e
B2	p_a	i_m p_e Q_e
B3	p_a Q_a	i_m Q_e
B4	i_a	p i_d Q_e



2.4. Ansätze für die verlustbehaftete homogene Wellenleitung mit Wellenreflexion bei bekanntem Reflexionsfaktor

In Fortsetzung der Gliederung der in 2.3 vorgestellten Ansätze in die Abschnitte A und B werden die nunmehr darzustellenden Methoden mit C1-C4 bezeichnet. Hierbei handelt es sich durchweg um neue, in der Literatur bisher nicht beschriebene Verfahren. Wie bereits ausgeführt, läßt sich der am Übergang eines homogenen Arteriensegments mit dem Wellenwiderstand Z in die weiterführende Wellenleitung auftretende globale Reflexionsfaktor nach (6) aus dem Eingangswiderstand an der Übergangsstelle und dem Wellenwiderstand des homogenen Segments bestimmen. Die Länge des Segments wird zur Vereinfachung der rechnerischen Formulierung mit $2x$ bezeichnet. Für den Druck p am Anfang des Segments gilt die in (22a) und (22b) gegebene Beziehung, wobei x durch $2x$ zu ersetzen ist. Eine entsprechende Gleichung läßt sich unter Beachtung des Vorzeichens auch für die Stromstärke am Anfang des Segments formulieren:

$$i = i_f - k \cdot i_f \cdot \exp(-4\gamma x) \quad (35)$$

Unter Anwendung der Definitionsgleichungen (1) und (8) ergibt sich dann für den Eingangswiderstand am Anfang des Segments:

$$Z_{in} = Z \frac{1+k \cdot \exp(-4\gamma x)}{1-k \cdot \exp(-4\gamma x)} \quad (36)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich ein rechnerisch und experimentell einfacher Ansatz zur Bestimmung von γ und Z an Arterien in situ formulieren, wenn k bekannt ist.

Ansatz C1

Die sicherste und experimentell einfachste Art der eindeutigen Festlegung von k ist die Abklemmung des Arteriensegments (s. Methodik), wodurch eine positive Totalreflexion ($k = +1$) entsteht. Zunächst möge die Abklemmung am Ende der Strecke $2x$ vorgenommen werden. Für diesen Fall ergibt sich aus (36) nach Multiplizieren des Zählers und Nenners mit $\exp(2\gamma x)$ folgender Ausdruck

$$Z_{in1} = Z \cdot \operatorname{ctgh} 2\gamma x \quad (37)$$

Erfolgt jetzt die Abklemmung in der Mitte des homogenen Arterien-segments, d.h. im Abstand x vom Meßort, so gilt entsprechend:

$$Z_{in2} = Z \cdot \operatorname{ctgh} \gamma x \quad (38)$$

Mit der Beziehung $\operatorname{ctgh} 2\gamma x = \frac{1 + \operatorname{ctgh}^2 \gamma x}{2 \cdot \operatorname{ctgh} \gamma x}$ erhält man aus (37) und (38)

$$\frac{Z_{in2}}{Z_{in1}} = \frac{2 \cdot \operatorname{ctgh}^2 \gamma x}{1 + \operatorname{ctgh}^2 \gamma x} \quad (39)$$

Auflösung nach γ ergibt:

$$\gamma = \frac{1}{x} \tanh^{-1} \sqrt{2 \cdot \frac{Z_{in1}}{Z_{in2}} - 1} \quad (40)$$

Ferner erhält man Z dadurch, daß man den $\operatorname{ctgh} \gamma x$ in (39) durch die in (38) wiedergegebene Beziehung ersetzt:

$$Z = \sqrt{2Z_{in1}Z_{in2} - Z_{in2}^2} \quad (41)$$

Als eine weitere rechnerische Variante zur Bestimmung von γ bei diesem experimentellen Ansatz bietet sich die Möglichkeit, nachdem Z gemäß (41) ermittelt wurde, aus (36) eine Bestimmungsgleichung für γ zu entwickeln. Mit $k = +1$ und $Z_{in} = Z_{in1}$ erhält man aus (36)

$$\gamma = \frac{1}{4x} \ln \frac{Z_{in1} + Z}{Z_{in1} - Z} \quad (42)$$

Es sei hervorgehoben, daß man bei diesem Verfahren nur zwei Registrierinstrumente, eines für den Druck und eines für die Stromstärke benötigt. Die notwendige Zahl der Bestimmungsgleichungen wird durch zweimalige Messung bei verschiedenen Entfernungen des künstlich geschaffenen Reflexionsortes vom Meßort gewonnen. Es ist nicht erforderlich, daß während der beiden Messungen die Pulsform gleichbleibt; jedoch dürfen sich die Eigenschaften des Arteriensegments während der beiden Messungen nicht ändern. Das Verhältnis der beiden

Segmentlängen muß deswegen als 2:1 gewählt werden, weil für den hyperbolischen Tangens oder Cotangens entsprechende Umrechnungsformeln nur für einfaches und doppeltes Argument verfügbar sind.

Ansatz Cy2

Eine Möglichkeit zur Bestimmung des Übertragungsmaßes γ aus nur 2 Meßgrößen läßt sich aus der bereits in 2.3. dargestellten Beziehung (24b) entwickeln. Registriert man jeweils am Anfang und am Ende eines homogenen Arteriensegments mit der Länge x den Druck (p_a bzw. p_e) und klemmt die Arterie unmittelbar hinter dem distalen Druckmeßort ab, so vereinfacht sich die in (24b) für den Druck p_a gegebene Gleichung. γ muß jetzt gleich Null sein, weil der Widerstand am Ende des Segments unendlich groß ist. Damit erhält man aus (24b) die Bestimmungsgleichung für γ :

$$\frac{p_a}{p_e} = \cosh \gamma x \quad (43)$$

Ansatz Cy3

Entsprechend dem in 2.3. dargestellten Vorgehen lassen sich in (43) anstelle der komplexen Drucke p_a und p_e auch die komplexen Querschnitte Q_a und Q_e zur Bestimmung von γ verwenden, wobei ebenfalls die Arterie unmittelbar hinter dem distalen Meßort abgeklemmt wird. Allerdings ist dieser Ansatz mehr theoretischer Art, da in praxi die Registrierung des Querschnitts Q_e sehr nahe dem Abklemm-ort problematisch ist. Es sei noch bemerkt, daß man mit zwei Stromstärken (i_a und i_e) die Bestimmung nicht durchführen kann, da am Ort der positiven Totalreflexion die Stromstärke stets Null ist.

Ansatz CZ2

Bei Benutzung des Ansatzes Cy2 läßt sich mit zusätzlicher Registrierung der Stromstärke (i_a) am Anfang des Segments auch der Wellenwiderstand Z bestimmen. Für den Eingangswiderstand am Anfang des abgeklemmten Segments gilt (38). Durch Auflösung nach Z und unter Benutzung der in (43) gegebenen Beziehung erhält man aus (38):

$$Z = \frac{p_e}{i_a} \sinh \gamma x \quad (44)$$

Gl.(44) läßt sich noch weiter vereinfachen, wenn man berücksichtigt, daß $\cosh^2 \gamma x - \sinh^2 \gamma x = 1$. Setzt man die in (43) und (44) dargestellten hyperbolischen Funktionen in diesen Ausdruck ein, so ergibt sich für Z:

$$Z = \sqrt{\frac{p_a^2 - p_e^2}{i_a^2}} \quad (45)$$

Ansatz CZ3

Wie in 2.3. dargestellt wurde, kann man bei den Bestimmungsverfahren für Z die Registrierung einer Stromstärke durch eine Aufzeichnung der Querschnittspulsationen ersetzen. So läßt sich, wenn γ unter Abklemmbedingungen gemäß Ansatz Cy2 bestimmt wird, mit Hilfe einer zusätzlichen simultanen Querschnittsregistrierung am Meßort des Druckes p_a oder p_e der Wellenwiderstand Z nach (27) und (28) errechnen.

Ansatz CZ4

Wird γ mittels des Ansatzes Cy3 ermittelt, so benötigt man zur Bestimmung von Z noch die Registrierung des Druckes p_a oder p_e .

Die Ansätze C, die in Abb.4 übersichtlich dargestellt sind, beinhalten grundsätzlich alle Möglichkeiten, die sich durch die Messung unter Abklemmbedingungen ergeben. Selbstverständlich könnten noch Varianten dadurch geschaffen werden, daß bei den CZ-Verfahren die jeweils dritte Meßgröße an anderer Stelle, z.B. in der Mitte des Segments gewonnen wird.

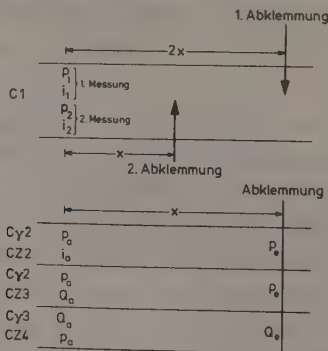


Abb.4 Übersichtliche Zusammenstellung der Meßgrößen und Meßorte für die Bestimmung von γ und Z unter Abklemmbedingungen gemäß den Ansätzen C. Für C1 werden 2, für die übrigen Ansätze jeweils 3 Meßinstrumente, davon 2 gleichartige, benötigt.

2.5. Kritik der dargestellten Ansätze

Die in den vorhergehenden Abschnitten aufgeführten Gleichungen für die Behandlung pulsatorischer Strömungsabläufe in elastischen Schläuchen gelten streng genommen nur für differentiell kleine Amplituden von Druck (p), Stromstärke (i) und Querpulsation (Q). Die pulsatorischen Vorgänge im Arteriensystem weisen jedoch Amplituden von endlicher Größe auf, sodaß nichtlineare Beziehungen eine Rolle spielen können. Die erwähnten Gleichungen, die bereits unter bestimmten vereinfachenden Annahmen aus den Navier-Stokesschen Gleichungen hergeleitet sind, stellen jedenfalls nur Näherungen dar. Wie aber von verschiedenen Autoren theoretisch und experimentell gezeigt wurde (Diskussion bei Wetterer und Kenner, 1968), fallen die Fehler, die man bei Annahme linearer Beziehungen im Bereich der physiologisch auftretenden Pulsationen begeht, bei experimentellen Bestimmungen gegenüber den unvermeidlichen Meßfehlern nicht ins Gewicht. Die Berücksichtigung der Nichtlinearität z.B. zwischen dem pulsatorischen Verlauf des Drucks und dem des Querschnitts würde bei der Fourierzerlegung bedeuten, daß eine Harmonische des Drucks nicht mehr allein mit der entsprechenden Harmonischen des Querschnitts, sondern auch noch mit dessen höherern Harmonischen in Wechselbeziehung steht. Es bedarf keiner besonderen Ausführungen, daß bei Berücksichtigung solcher höheren Glieder eine rechnerische Behandlung vieler hämodynamischer Probleme praktisch nicht mehr möglich wäre.

Eine weitere, zu diskutierende Annahme ist die für die Dämpfung vorausgesetzte Exponentialfunktion. Solange das untersuchte Arteriensegment in seiner Wandstruktur und seinen Dimensionen keine Unterschiede von Ort zu Ort aufweist, ist eine solche Annahme gerechtfertigt. Bei längeren Arteriensegmenten ist diese Bedingung jedoch sicherlich nicht genau erfüllt. Soll der hieraus resultierende Fehler möglichst klein gehalten werden, so darf die Bestimmungstrecke an der Arterie nicht zu lang sein. Die Berücksichtigung dieser Forderung bringt aber eine grundlegende experimentelle Schwierigkeit mit sich. Hinter allen hier vorgestellten Ansätzen zur Bestimmung von γ steht die Addition bzw. Subtraktion zweier Exponentialfunktionen, deren Reihenentwicklung folgendermaßen lautet:

$$\exp(\gamma x) = 1 + \gamma x + \frac{\gamma^2 x^2}{2!} + \frac{\gamma^3 x^3}{3!} + \dots \quad (46)$$

$$\exp(-\gamma x) = 1 - \gamma x + \frac{\gamma^2 x^2}{2!} - \frac{\gamma^3 x^3}{3!} + \dots \quad (47)$$

Bei Addition der beiden Potenzreihen ergibt sich $2\cosh \gamma x$, und das lineare Glied sowie die weniger wichtigen höheren Glieder mit ungeraden Exponenten verschwinden. Die Funktion $\cosh \gamma x$ wird also im wesentlichen durch das quadratische Glied $\frac{\gamma^2 x^2}{2!}$ und außerdem durch die sehr kleinen Glieder höherer Ordnung mit geradzahligen Exponenten bestimmt. Der Ansatz in (43) kann als Beispiel für die Fehlerquellen der hyperbolischen Cosinus-Beziehung dienen. Behandelt man in diesem Ansatz der Einfachheit halber γ als reell, betrachtet man also nur die Dämpfung, und nimmt β zu 0,015 und die Strecke x zu 8 cm an, so erkennt man, daß für den Quotienten $\frac{p_a}{p}$ bereits ein Meßfehler von nur 0,5 % ausreicht, um den Argumentwert $\beta x = 0,12$ mit einem Fehler von $\pm 30\%$ zu behaften. Dies wird auch dadurch nicht verhindert, daß man die Ansätze für γ rechnerisch umformt und den $\cosh$ eliminiert. Denn hierbei ergeben sich andere Funktionen, in denen sehr kleine Differenzen aus relativ sehr großen Werten auftreten, so daß die Resultate in genau derselben Weise schon durch sehr geringe Meßfehler verfälscht werden können. Dieser Nachteil bei der Bestimmung von γ hat also nichts mit der jeweils gewählten mathematischen Formulierung zu tun, sondern ist durch die im Arteriensystem herrschenden physikalischen Bedingungen, insbesondere die Überlagerung von recht- und rückläufigen Wellen, gegeben.

Eine weitere grundsätzliche Schwierigkeit beinhalten diejenigen Methoden zur Bestimmung von γ und Z , welche die Ermittlung eines Druck- und/oder eines Stromstärkegradienten erfordern. Auch diese Schwierigkeit ist durch die Überlagerung von recht- und rückläufigen Wellen bedingt. Der dadurch auftretende Fehler, daß der Gradient nicht über eine differentielle Strecke dx , wie theoretisch gefordert, sondern über eine endliche Strecke Δx bestimmt wird, muß aber erst bei den höheren Harmonischen, bei denen die Strecke Δx nicht mehr sehr klein im Vergleich zur Wellenlänge ist, in Betracht gezogen werden. Diese Ungenauigkeit, die jeder Gradientenbestimmung in praxi anhaftet, kann zwar nicht bei der Bestimmung von z_l , jedoch bei der Bestimmung von z_q umgangen werden, wenn der Stromstärkegradient durch den Differentialquotienten des Querschnitts nach der Zeit ersetzt wird.

Bei der Auswahl der Ansätze, die im Abschnitt 4 dieser Arbeit zur experimentellen Bestimmung von γ und Z herangezogen werden, wurde auf die Verfahren verzichtet, für die Gradientenmessungen

benötigt werden. Ebenso wurden die bereits von früheren Autoren benutzten Ansätze nicht nochmals verwendet. Im wesentlichen waren daher die Ansätze C von Interesse.

Was die einschlägigen Arbeiten früherer Autoren betrifft, so wurde die experimentelle Bestimmung von γ an Arterien in situ und in vitro (Aorta thoracica und A.carotis) mit Hilfe dreier äquidistanter Druckregistrierungen gemäß (21) von McDonald und Gessner (1968) durchgeführt (s.Diskussion). - Cox (1970, 1971) benutzte zur experimentellen Ermittlung von γ und Z an der A. femoralis des Hundes eine Differenzdruckmessung, eine Stromstärke- und eine Durchmesserregistrierung. Sein rechnerischer Ansatz ist dem in 2.3., B4 angegebenen vergleichbar; allerdings verwendete Cox anstelle der einfachen Beziehung für z_q gemäß (27) den speziellen theoretische Zusatzannahmen erfordernden Umweg über den sog. "incremental modulus". - Die Bestimmung von γ und Z an der A.femoralis des Hundes mit Hilfe je zweier simultaner Druck- und Stromstärkeregistrierungen über eine Strecke von einigen Zentimetern wurde von Milnor und Nichols (1975) angegeben. Ihr rechnerischer Ansatz entspricht dem Weg, der in 2.3., B1 als der ausführlichere dargestellt ist. Diese hier vermerkten Arbeiten sind die einzigen uns bisher bekannten Versuche anderer Autoren, ohne Zusatztheorien, z.B. die Theorie von Womersley (1957), die Größen γ und Z experimentell zu bestimmen.

3. Methodik

Allgemeines zu den tierexperimentellen Untersuchungen

Die experimentellen Untersuchungen zur Bestimmung des Übertragungsmaßes γ und des Wellenwiderstandes Z wurden an der A.femoralis und der A.carotis communis von 7 Hunden von 25-35 kg durchgeführt.

In Nembutalnarkose (30 mg/kg zur Einleitung und ca. 4 mg/kg/h zur Aufrechterhaltung der Narkose) wurde an den Tieren die A.femoralis distal der A.femoris ant. bzw. die A.carotis comm. proximal der A.thyreoidea sup. jeweils auf eine Strecke von 6-10 cm freigelegt. Diese Arterien, deren äußerer Durchmesser auf der angegebenen Strecke praktisch konstant ist, wurden sorgfältig auf den Abgang von Seitenästen untersucht (A.femoralis: 1-2 Seitenäste mit einem äußeren Durchmesser von weniger als 0.4 mm; A.carotis: ohne Seitenäste). Nach Unterbindung etwaiger Seitenäste wurde die Arterie, soweit nicht für die Messung eine völlige Exposition erforderlich war, mit Mullstreifen abgedeckt, die mit körperwarmer Tyrodelösung getränkt waren. Auch die völlig exponierten Teile der Arterie wurden ständig feuchtgehalten. In vier Versuchen erfolgte an der A.femoralis der narkotisierten Tiere vor dem Beginn jeder präparatorischen Maßnahme eine transkutane Registrierung von zwei Druckpulsen im Abstand von etwa 10 cm zur Bestimmung der Pulswellengeschwindigkeit. Die Pulse wurden als Sphygmogramme mit induktiven Pulsgebern aufgenommen.

Druck- und Strömungsmessung

Zur Druckmessung wurden Katheterspitzenmanometer (Millar PC 350 A) verwendet. Bei diesem Manometertyp erfolgt die mechanoelektrische Wandlung des Drucksignals mit Hilfe von miniaturisierten dehnungsempfindlichen Halbleiterelementen, die seitenständig nahe der Spitze eines F-5-Katheters montiert sind. Die obere Grenzfrequenz dieses Systems, das als Gleichspannungsmeßbrücke betrieben wird, liegt mit 30 kHz weit über dem für hämodynamische Zwecke erforderlichen Frequenzbereich. Nullpunktsstabilität und Empfindlichkeit sind hervorragend (Millar und Baker, 1973).

Für Messungen, welche die Registrierung von zwei simultanen Drucken der A.femoralis erfordern, wurde das proximal gelegene Katheterspitzenmanometer über die A.femoris ant., das distale

über die A.saphena in die A.femoralis eingeführt. Für Messungen der Carotis wurde der proximale Katheter von der Femoralis aus in die Carotis hochgeschoben, während der distale über die A.thyreoidae sup. eingeführt wurde. Die Distanz zwischen den beiden Aufnehmermembranen betrug dabei zwischen 5 und 7,5 cm. Bei Bestimmungsverfahren, die nur einen einzigen Meßort für die Druckregistrierung benötigen, wurde das Manometer immer durch einen Seitenast eingeführt. Es versteht sich, daß sich innerhalb des als Meßstrecke gewählten Arteriensegments während der zur Bestimmung von γ dienenden Registrierungen niemals ein eingeschobener Katheter befand, da dieser den Längswiderstand erheblich beeinflußt hätte. Eine Manometereichung wurde in jedem Versuchsabschnitt durchgeführt; bei Benutzung von zwei Manometern wurden diese stets gleichzeitig den durch ein Hg-Manometer erzeugten Eichdrucken ausgesetzt.

Zur Aufzeichnung der Stromstärke wurde das elektromagnetische Blutströmungsmeßgerät Statham SP 2202 verwendet, dessen obere Grenzfrequenz auf den höchstmöglichen Wert von 100 Hz eingestellt war. Bei Bestimmungsverfahren, welche die simultane Registrierung von Druck und Stromstärke an demselben Ort erfordern, wurde der Druckaufnehmer so placiert, daß sich seine Membran im Bereich des Strömungsmeßkopfes befand.

Registrierung der Durchmesserpulsationen mit einem neu entwickelten photoelektrischen Verfahren

Berührungsfrei arbeitende photoelektrische Verfahren zur Bestimmung arterieller Querpulsationen waren bisher nur in vitro anwendbar (Bergel, 1961). Das von uns am Institut entwickelte optische Verfahren mit photoelektrischer Wandlung ermöglicht eine völlig rückwirkungsfreie Registrierung der Durchmesserpulsationen an Arterien in situ. Abb.5 zeigt das Prinzip der neuen Methode. Das von einer mit stabilisierter Spannung betriebenen Glühlampe abgegebene Licht wird durch ein Projektionsobjektiv gebündelt. Hierbei verläuft die Achse der Glühfadenwendel durch den Brennpunkt des Objektivs und parallel zur Achse der Arterie. Das Licht fällt senkrecht auf ein Photoelement der Maße 12,6 x 6,2 mm. Unmittelbar über diesem befindet sich eine Maske mit rechteckigem Ausschnitt (10 x 3 mm) und ein Graufilter (Transmission 0,05), das so gewählt ist, daß die Beleuchtungsstärke des Photoelements in einem günstigen Arbeitsbereich liegt und die Messung durch Fremdlicht und

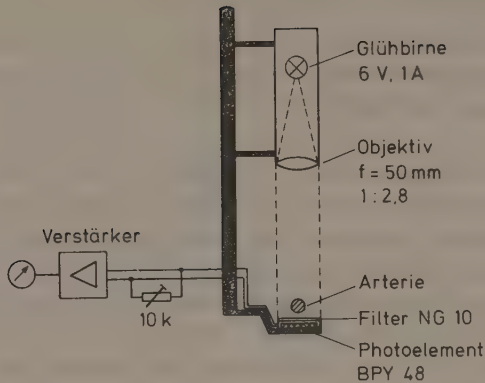


Abb.5 Prinzip der photoelektrischen Registrierung des Arterien-durchmessers. Beschreibung im Text.

diffus reflektiertes Meßlicht nicht gestört wird. Die einzelnen Teile sind an einem Gestänge starr miteinander verbunden.

Im Versuch wird der stufenförmige Ausleger, der das Photoelement trägt, unter die freigelegte Arterie geschoben und soweit nach abwärts gedrückt, daß die Arterie frei, also ohne mechanischen Kontakt, über das Photoelement quer zu dessen Längsrichtung verläuft. Der Durchmesser des Arterien-schattens auf dem Photoelement entspricht wegen des parallelen Lichteinfalls dem äußeren Arterien-durchmesser. Der Ausgang des Photoelements ist durch einen Lastwiderstand überbrückt und an den Eingang eines hochstabilen und rauscharmen Differenzverstärkers (AD 605 L) angeschlossen, dessen Ausgangsnullpunkt in weiten Grenzen feinverstellt werden kann. Die Lichtstärke der Lampe, die Dichte des Filters und der Lastwiderstand des Photoelements sind so aufeinander abgestimmt, daß sich eine lineare Beziehung zwischen der Ausgangsspannung des Verstärkers und dem Arterien-durchmesser ergibt. Die statische Eichung erfolgt mit feinmechanisch hergestellten Präzisionszylindern, die an Stelle der Arterie über das Photoelement gehalten werden. Im Versuch erfolgt noch zusätzlich eine Feineichung mit einem gerade gespannten, 0,1 mm dicken Eichdraht, der über das Photoelement neben die Arterie gehalten wird.

Das dynamische Verhalten des Durchmessergebers wurde mit dem sinusförmig modulierten Licht einer Lumineszenzdiode geprüft. Die Amplitudenwiedergabe ist bis 200 Hz völlig gleichbleibend. Die obere Grenzfrequenz (-3 dB) beträgt 2,6 kHz. Die Phasennacheilung ist bis 100 Hz konstant gleich 0,2 ms, entsprechend einer Phasenwinkelzunahme von $0,07^\circ$ pro 1 Hz. Oberhalb 100 Hz ist die Zunahme der Phasenwinkel mit der Frequenz etwas kleiner. Somit ist das dynamische Verhalten weit besser als das aller bisher beschriebenen mechanischen Durchmessergeber und für hämodynamische Untersuchungen mehr als ausreichend.

In den hier vorgenommenen Versuchen wurden Druck und Durchmesserpulsationen immer gemeinsam an demselben Ort registriert, wobei darauf geachtet wurde, daß die Membran des Druckaufnehmers in dem Gefäß genau über dem Photoelement placiert war. Die Anwesenheit des Manometerkatheters innerhalb der Meßstrecke beeinträchtigte dabei die Meßergebnisse nicht, da es hier nur auf die Bestimmung von z_q , nicht aber auf diejenige von z_l ankam.

Abklemmversuche

Um bei den Abklemmversuchen die Bedingungen für eine positive Totalreflexion (völlig starre Wand am Abschlußort) zu erreichen, wurde die Arterie mit zwei einen Abklemmkörper bildenden Kunststoffklötzchen fest umfaßt und zusammengeedrückt. Diese Klötzchen wiesen, wenn zusammengelegt, in der Mitte eine Bohrung auf, die den Durchtritt eines Manometerkatheters und der gegen ihn gedrückten Arterienwand eben noch erlaubte. Die Bohrung war zu dem im Versuch proximal placierten Ende kegelförmig erweitert, sodaß sich die Arterie, die sich bei der Abklemmung im Verlauf weniger Millimeter stark verjüngte, dieser schrägen Wand fest anlegen konnte. (s. Abb. 6).

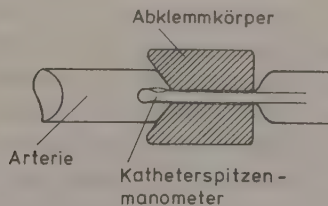


Abb. 6 Erzeugung einer positiven Totalreflexion an einer Arterie mit Hilfe eines aus zwei Klötzchen zusammengesetzten Abklemmkörpers.

Pharmakologische Beeinflussung

Zur Erzeugung einer starken lokalen Vasokonstriktion am Meßort erfolgte im Versuch eine direkte Applikation von Noradrenalin ($20 \mu\text{g/ml}$) auf das Gefäß. Eine Erschlaffung der Muscularis wurde entweder durch direktes Beträufeln der Arterie mit Papaverin ($0,4 \text{ mg/ml}$) oder mit Acetylcholin (1 mg/ml) erzeugt. In einigen Versuchen wurde eine kurzzeitige Senkung des arteriellen Mitteldrucks durch intravenöse Acetylcholininfusion ($20 \mu\text{g/sec}$, Dauer 20-100 sec) erzielt. Eine starke Hyperämie der peripheren Stromgebiete konnte durch eine intraarterielle Injektion von Papaverin, wenige Zentimeter distal der Meßstelle, hervorgerufen werden.

In-vitro - Bestimmungen

Nach jedem Versuch wurden die Arteriensegmente in situ an ihren Enden markiert und nach Messung ihrer Länge excidiert. An diesen Segmenten erfolgte nach Dehnung auf die in-situ-Länge, mit Hilfe einer einfachen Meßapparatur (Prinzip siehe Bauer und Pasch, 1971) eine quasistatische Bestimmung der Druck-Durchmesserbeziehung in vitro. Dann wurden die nunmehr retrahierten Segmente in Ringe von 1-2 mm Breite geschnitten, die zur mikroskopischen Bestimmung der mittleren Wanddicke dienten. Die Retraktion wurde berücksichtigt. Die Bestimmung der Wanddicke aus dem Wandvolumen (Gewicht des Arteriensegments, dividiert durch das spezifische Gewicht der Wand) lieferte praktisch dieselben Ergebnisse wie das mikroskopische Verfahren.

Speicherung und Verarbeitung der Daten

Bei allen Versuchen wurden die Druck-, Strom- und Durchmesserregistrierungen zusammen mit dem Ekg und einem von der R-Zacke des Ekg ausgelösten Triggerimpuls auf Magnetband gespeichert (Magnetbandgerät: Bell & Howell VR 3200 A). Die wichtigsten Teile der registrierten Kurven wurden zur visuellen Beurteilung mittels schnellschwingender Spiegelgalvanometer auf UV-Papier ausgeschrieben oder mit einem Speicheroszillogoskop (Tektronix 5103 N) dargestellt und fotografiert. Die rechnerische Verarbeitung erfolgte mit einem Digitalrechner (Hewlett-Packard 2100 A). Hierzu wurden die auf dem Magnetband gespeicherten Daten über einen Analog-Digitalwandler (HP 5610 A) in den Kernspeicher des Rechners eingelesen und von dort bis zur weiteren Verarbeitung auf einer

Magnetplatte (HP 7900 A) abgelegt. Das Abtastintervall am Analog-Digital-Wandler betrug 2,5 msec; auf eine möglichst weitgehende Aussteuerung des Wandlers, der eine Amplitudenauflösung von 10 Bit besitzt, wurde sorgfältig geachtet. Die Programme zur Wiedergabe der Pulse auf dem Sichtschirm des Rechners (HP X-Y 1300 A), zur graphischen Darstellung auf dem Plotter (HP 7240 A) und zur Berechnung der hämodynamischen Größen entsprechend den Ansätzen in 2. wurden in FORTRAN geschrieben. Die Fourieranalyse erfolgte in einer Subroutine nach einem von Ralston und Wilf (1972) angegebenen rekursiven Verfahren.

4. Ergebnisse

4.1. Bestimmung der Pulswellengeschwindigkeit; Druck-Durchmesser-registrierung unter verschiedenen pharmakologischen Beeinflussungen

Um einem bestimmten Einwand gegen das hier gewählte experimentelle Vorgehen zu begegnen und die Eigenschaften der neuen Meßmethode zu demonstrieren, sollen zunächst einige, das Hauptziel der vorliegenden Arbeit nicht unmittelbar betreffende Ergebnisse beschrieben werden. Der Einwand könnte lauten, daß die muskuläre Arterienwand durch die Präparation der Arterie stark alteriert wird und elastische Eigenschaften annimmt, die von denen im intakten Gewebszustand erheblich abweichen. Um das Verhalten der Arterie vor und nach der Präparation vergleichend zu untersuchen, wurde die Pulswellengeschwindigkeit (PWG) der A.femoralis von vier narkotisierten Hunden als Kriterium verwendet. Die PWG wurde vor der Präparation transkutan mit zwei Sphygmographen direkt bestimmt und mit demjenigen PWG-Wert verglichen, der sich nach Gefäßfreilegung aus zwei intraarteriellen Druckregistrierungen ebenfalls direkt ergab. Zur Bestimmung der Pulslaufzeit wurde die Methode der korrespondierenden Punkte benutzt, die von Kapal et al. (1951) besprochen und geprüft worden war. Mit dieser Methode erhält man die sog. Frontgeschwindigkeit. Außerdem wurde die PWG aus der Druck-Durchmesserregistrierung mittels der Weberschen Formel berechnet:

$$c = \sqrt{\frac{dp \cdot r_i}{dr_i \cdot 2p}} \quad (48)$$

worin c PWG, p Druck, r_i innerer Arterienradius, ρ Dichte des Blutes. Obwohl die Formel für verlustfreie Wellenleitungen gilt, ist sie doch näherungsweise für Arterien brauchbar. Statt der differentiellen Änderung von Druck und Radius wurden die Amplituden der entsprechenden Pulsationen benützt.

Aus Tabelle 3 ist zu erkennen, daß kein signifikanter Unterschied zwischen den PWG-Werten am nicht freigelegten Gefäß und denen an der freipräparierten Arterie vorhanden ist. Vor allem sind bei einem Vergleich zwischen den transkutan und intraarteriell bestimmten PWG-Werten praktisch keine Unterschiede zu finden, die

Tab.3 Zusammenstellung der an vier Hunden bestimmten Pulswellengeschwindigkeiten (FWG) der A.femoralis. Die Meßstrecke für die transkutane und die intraarterielle Bestimmung betrug jeweils 6-9 cm. Alle Werte sind Mittelwerte und Standardabweichungen aus je 15 Einzelbestimmungen.

Versuchstier	FWG transkut. (cm/sec)	FWG intraart. (cm/sec)	FWG n.Weberscher Formel(cm/sec)	Mitteldruck (mm Hg)
H/131	1150 $\pm$ 60	1190 $\pm$ 50	1210 $\pm$ 30	175 $\pm$ 9
221	780 $\pm$ 40	700 $\pm$ 70	880 $\pm$ 20	112 $\pm$ 8
62	950 $\pm$ 70	1040 $\pm$ 60	1100 $\pm$ 40	147 $\pm$ 6
262	1050 $\pm$ 50	1060 $\pm$ 70	1130 $\pm$ 30	168 $\pm$ 10

auf ein durch den chirurgischen Eingriff verändertes elastisches Verhalten der Arterienwand zurückgeführt werden könnten. Dieser scheinbar nebensächliche Befund ist von weitreichender Bedeutung (s.Diskussion). Er läßt die Schlußfolgerung zu, daß sich das elastische Verhalten der chirurgisch freigelegten Arterie praktisch nicht von demjenigen der im intakten Gewebe befindlichen Arterie unterscheidet. Es versteht sich, daß zur Gewährleistung dieser Übereinstimmung die Wand der freigelegten Arterie nicht durch Austrocknung, Gerinnsel usw. verändert sein darf (s.Methodik).

Abb.7 und 8 zeigen Beispiele von Druck- und Durchmesserregistrierungen an der freigelegten A.femoralis und A.carotis comm. des Hundes. Links sind die Pulsationen von Druck und Durchmesser als Funktionen der Zeit dargestellt. Rechts ist jeweils für einen Pulszyklus der Durchmesser als Funktion des Druckes aufgetragen.

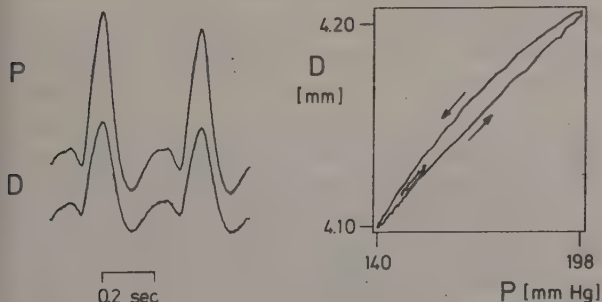


Abb.7
Druck (P) und Durchmesser (D) der A.femoralis des Hundes.
Rechts: Lissajous-Figur von Druck und Durchmesser für einen Pulszyklus.

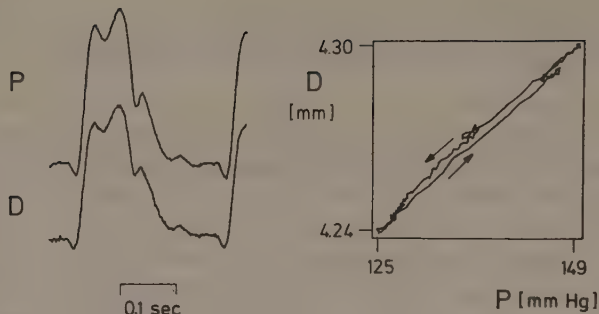


Abb. 8 Druck (P) und Durchmesser (D) der A. carotis comm. des Hundes. Rechts: Lissajous-Figur von Druck und Durchmesser für einen Pulszyklus.

Die so erhaltenen Lissajous-Figuren, die im Gegenuhrzeigersinn durchlaufen werden (s. Pfeile), zeigen die Phasenvoreilung des Drucks gegenüber dem Durchmesser. Die dikrote Erhebung des Femoralispulses (Abb. 7) erzeugt dabei eine eigene kleine Schleife. Die Phasennacheilung der Durchmesserpulsationen gegenüber den Druckpulsationen ist dadurch bedingt, daß die Wand nicht rein elastisch ist, sondern visko-elastisches Verhalten zeigt (innere Wandreibung). Es ist das Verdienst Rankes (1934), das visco-elastische Verhalten von Arterien und dessen hämodynamische Bedeutung erkannt und erstmals ausführlich beschrieben zu haben. Die Lissajous-Figuren in Abb. 7 und 8 zeigen nur eine sehr schwache, zur Druckabszisse konkave Krümmung als Ausdruck dafür, daß die arterielle Druck-Durchmesserbeziehung im Bereich der physiologisch auftretenden Pulsationen nur wenig von der Linearität abweicht. Erst bei größeren Druckänderungen, ausgelöst z.B. durch Extrasystolen, erkennt man deutlich die Krümmung der Druck-Durchmesserkurve (Abb. 9).

Hinzuweisen ist noch auf die Größe der Durchmesserpulsationen in den Abbildungen 7-9. In 6 Versuchen betrugen die absoluten pulsatorischen Durchmesseränderungen an der pharmakologisch unbeeinflussten Carotis zwischen 0,06 und 0,09 mm bei Druckamplituden zwischen 25 und 45 mm Hg. Die relativen pulsatorischen Durchmesseränderungen (Durchmesserpulsation/mittlerer Durchmesser = $\Delta D/D$)

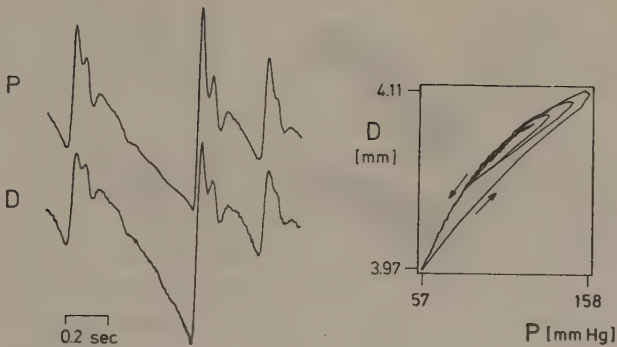


Abb.9 Druck (P) und Durchmesser (D) der A.carotis comm. des Hundes. Der langandauernde, diastolische Abfall des 1.Pulses ist durch eine Extrasystole mit kompensatorischer Pause bedingt. Rechts: Lissajous-Figur für die drei links dargestellten Pulszyklen.

lagen zwischen 1,4 und 2,5 %. Die lokale Applikation von Papaverin bei gleichbleibendem Mitteldruck und gleichen Druckamplituden bedingte z.B. in einem Versuch an der Carotis sowohl eine Zunahme des mittleren Durchmessers um 3 %, als auch eine Zunahme des Quotienten $\Delta D/D$ von 1,7 % auf 1,95 %. Die lokale Aufbringung von Noradrenalin ergab hingegen eine Abnahme des mittleren Durchmessers um 4 % und des Quotienten $\Delta D/D$ auf 1,5 %.

Eine deutliche Amplitudenzunahme der Durchmesserpulsationen läßt sich erst durch eine Senkung des Mitteldrucks erreichen (Abb.10). Obwohl es hier während der kurzzeitigen Mitteldrucksenkung auch zu einer Vergrößerung der Druckpulsationen kommt, ist die relative Zunahme der Durchmesseramplituden auf das Dreifache wesentlich größer als die relative Zunahme der Druckamplituden. Rechts oben in Abb.10 sind einzelne auf einem Speicheroszillogoskop geschriebene Druck-Durchmesserschleifen aus der Phase des Druckabfalls und -wiederanstiegs dargestellt. Darunter ist die Gesamtheit der Lissajous-Figuren während des Vorgangs zu sehen. Die Nichtlinearität der Druck-Durchmesserbeziehung ist in diesem Beispiel, bei dem ein größerer Druckbereich durchlaufen wird, deutlich zu erkennen.

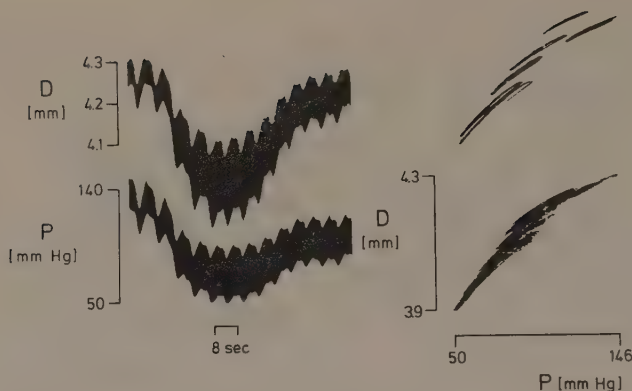


Abb. 10 Links: Langsame Registrierung von Druck (P) und Durchmesser (D) der A. carotis comm. des Hundes. Drucksenkung durch kurzdauernde i.v. Acetylcholin-Infusion. Rechts: dazugehörige Lissajous-Figur für den gesamten Vorgang (unten) und für einzelne herausgegriffene Pulse (oben).

Ähnliche Befunde bezüglich der Durchmesserpulsationen ergaben sich an der A. femoralis. Hier lagen die absoluten Werte der Durchmesseramplituden im unbeeinflussten Zustand bei 7 Versuchen zwischen 0.09-0.11 mm bei Druckamplituden zwischen 40 und 60 mm Hg; dies entsprach relativen Durchmesserschwan- kungen ($\Delta D/D$) von 2-2,5 %. Die lokale Applikation von vasoaktiven Pharmaka auf die A. femoralis zeigte nur geringfügig stärkere Effekte als an der A. carotis. Die lokale Aufbringung von Acetylcholin führte zu einer Zunahme der relativen Durchmesseramplituden von 2 % auf 2,3 %, die von Noradrenalin zu einer Abnahme von 2 % auf 1,6 %. Die Änderungen des mittleren Durchmessers betrugen zwischen + 4 % bzw. - 5 % (Abb. 11)

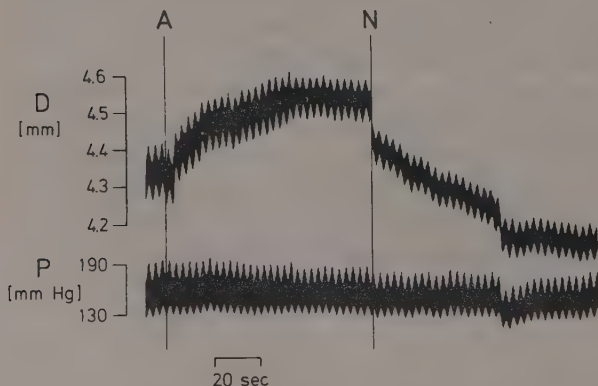


Abb. 11 Langsame Registrierung von Druck (P) und Durchmesser (D) der A. femoralis des Hundes. Die Wiederaufnahme der Registrierung nach lokaler Applikation von Acetylcholin und Noradrenalin wird durch die beiden senkrechten Linien A und N markiert.

Abb.12 und 13 zeigen zwei Beispiele von Druck- und Durchmesser-registrierungen an der A.femoralis, bei denen durch eine i.v. Acetylcholin-Infusion kurzzeitig der Mitteldruck gesenkt wurde. In Abb.12 sinkt der Druck ab und geht nach Abklingen der Acetylcholinwirkung wieder auf sein früheres Niveau zurück, während der Durchmesser seinen früheren Wert nicht mehr erreicht. Er bleibt verkleinert, was wohl hauptsächlich auf eine barorezeptorisch bedingte Sympathicuserregung zurückzuführen sein dürfte. Dieses Bild ändert sich, wenn vor der Acetylcholininfusion die Reaktionsfähigkeit der Muscularis durch lokale Applikation von Papaverin an der Meßstelle ausgeschaltet wurde (Abb.13). Der Durchmesser geht dann wieder auf seinen ursprünglichen Wert zurück. In beiden Abbildungen sind rechts wieder jeweils oben einzelne Lissajous-Figuren und unten der gesamte Vorgang aus der Phase des Druckabfalls und -wiederanstiegs dargestellt.

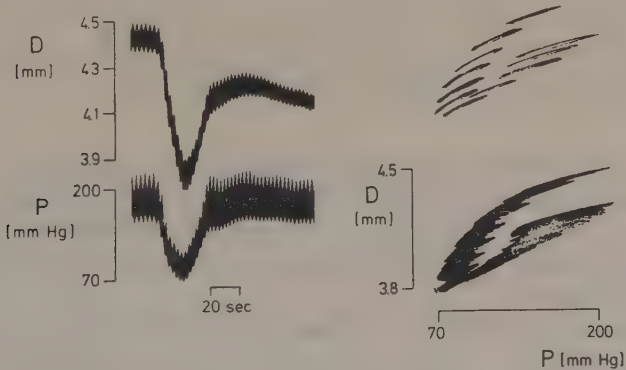


Abb.12 Links: Langsame Registrierung von Druck (P) und Durchmesser (D) der A.femoralis des Hundes. Der Druck wurde kurzzeitig durch eine i.v. Acetylcholininfusion gesenkt. Rechts: Gesamtheit der Lissajous-Figuren während des Druckabfalls und -wiederanstiegs (unten) sowie einzelne Druck-Durchmesserschleifen aus dem Zyklus (oben).

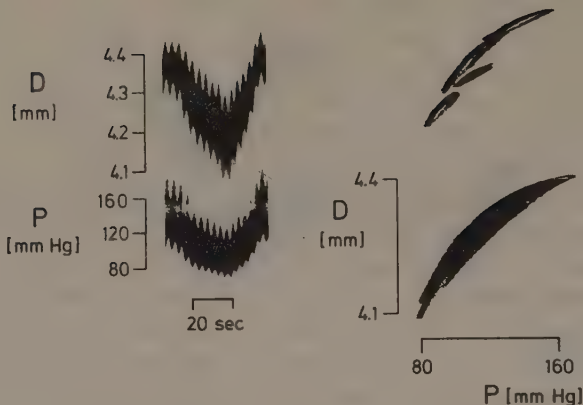


Abb.13 Links: Langsame Registrierung von Druck (P) und Durchmesser (D) der A.femoralis des Hundes. Kurzdauernde i.v.Acetylcholin-Infusion zur Drucksenkung. Die Reaktionsfähigkeit der glatten Muskulatur wurde durch vorherige lokale Applikation von Papaverin an der Meßstelle ausgeschaltet. Rechts: Lissajous-Figur für den gesamten Vorgang (unten) sowie für einzelne herausgegriffene Pulse (oben).

Die hier wiedergegebenen Registrierbeispiele demonstrieren nicht nur das neue photoelektrische Verfahren, sondern sie zeigen auch die Größenordnung der relativen und absoluten Durchmesserpulsationen, die als grundlegende Bestimmungsgrößen zur Berechnung des Querwiderstandes z_q dienen.

Auf eine Darstellung der quasistatischen Dehnungskurve in vitro wird hier verzichtet, da ihr Verlauf bzw. ihre Kurvensteilheit weitgehend den Druck-Durchmesserkurven bei Mitteldruckänderung in situ (Abb.10 und 13) entspricht.

Die Meßwerte der Außenradien (r_a) und der Wanddicken (h) bei den in-vitro-Bestimmungen ergaben an 6 Carotiden bei einem Innendruck von 100 mm Hg ein Wandstärken-Radiusverhältnis (h/r_a) von $14,3 \pm 0,7 \%$, bei 7 Femorales ein Verhältnis h/r_a von $12,5 \pm 0,6 \%$.

4.2. Bestimmung des komplexen Querwiderstandes (z_q) an der A.carotis und an der A.femoralis

Die Bestimmung des Querwiderstandes (z_q) an der A.carotis und der A.femoralis erfolgte aus den am gleichen Meßort registrierten Druck- und Durchmesserpulsen gemäß Gl.(27) (Rechnerische Auflösung von (27) siehe Anhang). Abb.14 zeigt den an der Carotis eines Hundes bestimmten komplexen Querwiderstand, dargestellt nach Betrag und Phase als Funktion der Frequenz. Die Bestimmungen erfolgten ohne Beeinflussung, nach lokaler Applikation von Papaverin und nach lokaler Applikation von Noradrenalin. In der Betragsdarstellung von z_q repräsentieren die einzelnen Werte jeweils den Mittelwert aus 20 Einzelbestimmungen.

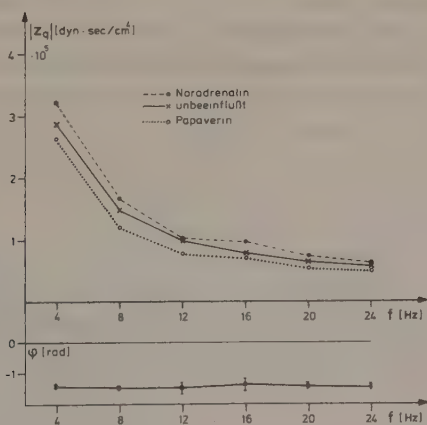


Abb.14 Komplexer Querwiderstand z_q der A.carotis comm. des Hundes, nach Betrag (oben) und Phase (unten) dargestellt. Mitteldruck: 130 mm Hg. Die Bestimmung erfolgte im pharmakologisch unbeeinflussten Zustand, nach lokaler Applikation von Papaverin und nach lokaler Applikation von Noradrenalin. Die eingetragenen Punkte stellen die Mittelwerte aus jeweils 20 Einzelbestimmungen dar. Die Standardabweichung wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit in der Betragsdarstellung nicht angegeben. Für den unbeeinflussten Zustand betrug sie $\pm 0,24 \cdot 10^5$ (4 Hz), $\pm 0,36 \cdot 10^5$ (8 Hz), $\pm 0,08 \cdot 10^5$ (12 Hz), $\pm 0,1 \cdot 10^5$ (16 Hz).

Der Abfall des Betrags von z_q mit wachsender Frequenz erklärt sich aus der rechnerischen Beziehung, die für den komplexen Querwiderstand gilt (s.auch Anhang). Zwar nimmt für die drei Tonuszustände der Muscularis der Quotient $\Delta p / \Delta r_1$ mit wachsender Frequenz zu; doch überwiegt für den Wert von z_q die im Nenner auftretende Kreisfrequenz ω . Der Phasenwinkel von z_q , der sich als Winkel zwischen dem periodisch sich ändernden Druck und dem Differentialquotienten des periodisch sich ändernden Querschnitts ergibt (s.Anhang), beträgt in diesem Beispiel an der Carotis zwischen -80° und nahezu -90° . (Ein Phasenwinkel von genau -90° würde einer reinen Elastizität der Wand ohne visköse Komponente entsprechen.) Auf eine Darstellung der Phasenwinkel für den Zustand unter Noradrenalin und Papaverin wurde verzichtet, da die Werte sehr nahe denen des unbeeinflussten Zustands liegen. Eine eindeutige Frequenzabhängigkeit des Phasenwinkels war an der Carotis in keinem Fall feststellbar. Hiermit übereinstimmende Befunde, sowohl bezüglich der Größenordnung des Betrages und der Phase wie bezüglich des Frequenzverhaltens, wurden auch in den anderen Versuchen an der Carotis erhoben.

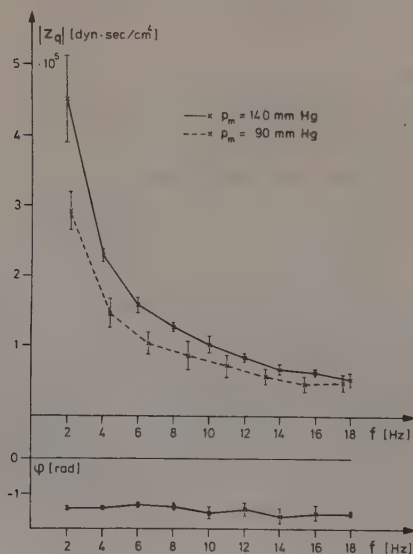


Abb.15

Komplexer Querwiderstand der A.femoralis des Hundes, dargestellt nach Betrag (oben) und Phase (unten). Die Bestimmungen erfolgten bei Mitteldrucken von 140 mm Hg und 90 mm Hg. Mittelwerte aus jeweils 24 Einzelbestimmungen.

Für die A.femoralis ergibt die Darstellung von z_q ein weitgehend ähnliches Bild wie an der Carotis. In Abb.15 sind die an der Femoralis eines Hundes bei einem Mitteldruck von 140 mm Hg und einem Mitteldruck von 90 mm Hg bestimmten Werte von z_q nach Betrag und Phase wiedergegeben. Im Gegensatz zu den geringen Änderungen des Betrags von z_q bei lokaler Einwirkung von Pharmaka auf die Arterie ergeben sich bei einer Senkung des Mitteldrucks von 140 mm Hg auf 90 mm Hg Werte, die um 30-40 % niedriger liegen als die Ausgangswerte. Da die Phasenwinkel von z_q zwischen den beiden Mitteldruckniveaus nur geringfügig voneinander abweichen, sind in Abb.15 nur die Phasenwinkel bei 140 mm Hg wiedergegeben. Sowohl bei den Werten dieses hier dargestellten Versuchs wie auch in den sechs weiteren Versuchen an der Femoralis zeigt sich aber, daß etwa ab 10-12 Hz die Phase des Querschnitts der Phase des Drucks vorausseilte, woraus sich für z_q ab diesen Frequenzen ein Phasenwinkel von jenseits -90° ergibt. Dieses von uns nur an der A.femoralis beobachtete Verhalten des Phasenwinkels oberhalb 10 bis 12 Hz kann hier nicht abschließend gedeutet werden. Es ist mit nur visco-elastischen Eigenschaften der Arterienwand nicht zu vereinbaren. Da methodische Fehlerquellen als Ursache des Befundes sicherlich ausschließen, könnte an die Mitwirkung der Massenträgheit der Wand gedacht werden. Hierbei bleibt jedoch die Frage offen, warum nicht auch die A.carotis dasselbe Verhalten aufweist.

Das visco-elastische Verhalten der Arterienwand läßt sich auch durch den komplexen Volumelastizitätsmodul κ charakterisieren. Die Beziehung zwischen dem Querwiderstand z_q und der komplexen Kapazität/Längeneinheit $\bar{C}$ der Arterienwand lautet (vgl.Gl.(27))

$$z_q = \frac{1}{j\omega\bar{C}} \quad (49)$$

Weiterhin gilt bei Längsfixierung der Arterie, mit Q als innerer Querschnittsfläche:

$$\kappa = \frac{Q}{\bar{C}} \quad (50)$$

(Ausführliche Darstellung bei Wetterer und Kenner (1968), § 24).

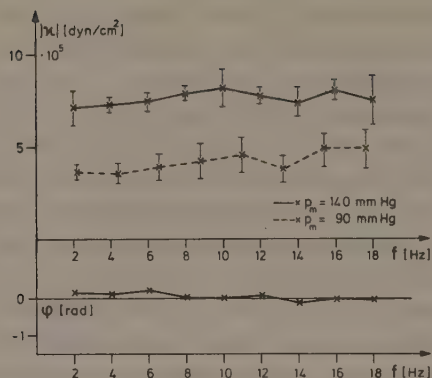


Abb.16 Komplexer Volumelastizitätsmodul (K) der A.femoralis des Hundes in Abhängigkeit von der Frequenz für zwei Mitteldrucke. Mittelwerte aus jeweils 24 Einzelbestimmungen. Oben Betrag, unten Phase.

Der mit Hilfe dieser Beziehung aus den Werten von Abb.15 errechnete komplexe Volumelastizitätsmodul K der A.femoralis ist in Abb.16 wiedergegeben. Der Betrag von K steigt für beide Mitteldruckstufen mit wachsender Frequenz nur geringfügig an; dies entspricht einer leichten Zunahme des Verhältnisses Druckamplitude/Querschnittsamplitude. Der im Vergleich zu z_q größere relative Abstand zwischen den Beträgen von K auf den beiden Mitteldruckstufen erklärt sich daraus, daß K noch dem Querschnitt proportional ist. Die Phasenwinkel von K sind im niederen Frequenzbereich schwach positiv (Voreilung des Drucks vor dem Querschnitt) und werden dann schwach negativ, was der oben diskutierten, nur an der A.femoralis gefundenen Voreilung des Querschnitts vor dem Druck entspricht.

4.3. Bestimmung des Phasenmaßes (α) und der Dämpfungskonstante (β) an der A.carotis und an der A.femoralis gemäß Ansatz Cy2

Die experimentelle Bestimmung des Übertragungsmaßes γ , getrennt nach ihrem Realteil β und ihrem Imaginärteil α erfolgte mit Hilfe des in 2.4., Cy2 dargestellten Ansatzes und der in (43) gegebenen rechnerischen Beziehung (s.auch Anhang).

A.carotis

Abb.17 zeigt das Ergebnis einer Bestimmung von α und β an der A.carotis eines Hundes. Die für die einzelnen Harmonischen eingezeichneten Werte stellen den Mittelwert aus jeweils 24 Einzelmessungen dar. Für die 1.Harmonische, die hier mit 4 Hz relativ hoch liegt, ergibt sich für β ein Wert von 0,02 Neper/cm. Die am gleichen Hund zu einem späteren Zeitpunkt des Versuchs bei niedrigerer Herzfrequenz durchgeführten Bestimmungen ergaben Werte für β bei 2,8 Hz von etwa 0,016 Neper/cm. Der Anstieg der Dämpfungskonstante mit der Frequenz ist bis 12 Hz in Abb.17 deutlich zu erkennen. Oberhalb 12 Hz ist praktisch kein Anstieg mehr wahrnehmbar. Dieser Befund wurde auch in den anderen Versuchen an der Carotis bestätigt. Für die Werte des Phasenmaßes α in Abb.17 ergibt sich hingegen eine deutliche Zunahme über den gesamten Frequenzbereich. Für die 1.Harmonische beträgt der Mittelwert von α 0.039 Radian/cm. Dies entspricht bei der Grundfrequenz von 4 Hz einer Phasengeschwindigkeit von etwa 6,3 m/sec. Aus dem Mittelwert von α für die 3.Harmonische (=0.073 Radian/cm) läßt sich eine Phasengeschwindigkeit von etwa 10,5 m/sec errechnen. Die sich aus den α -Werten von Abb.17

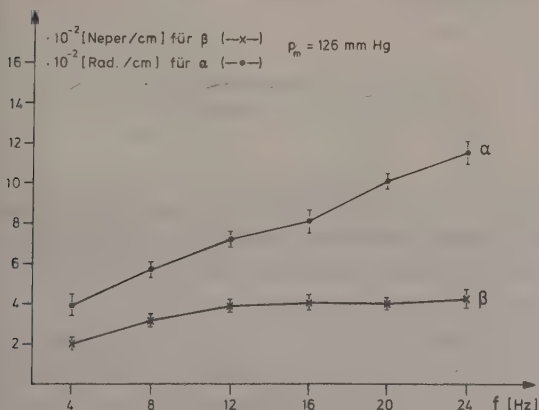


Abb.17
Phasenmaß (α) und Dämpfungskonstante (β) der A.carotis comm. eines Hundes in Abhängigkeit von der Frequenz. Mittelwerte aus 24 Einzelmessungen.

ergebenden Phasengeschwindigkeiten sind in Abb.18 dargestellt, wobei in das Diagramm noch die Phasengeschwindigkeiten eingetragen wurden, die im gleichen Versuch bei lokaler Applikation von Noradrenalin und unverändertem Mitteldruck bestimmt wurden. Wie aus Abb.18 ersichtlich ist, ergibt sich für die beiden unterschiedlichen Toruszustände des Gefäßes eine deutliche und in ihrem Verlauf annähernd gleiche Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit. Die direkte Bestimmung der Pulswellengeschwindigkeit (Frontgeschwindigkeit) auf der Meßstrecke mit Hilfe der beiden intraarteriell gelegenen Katheterspitzenmanometer ergab Werte von 9,7 m/sec für den unbeeinflussten Zustand, was annähernd dem Mittelwert der Phasengeschwindigkeit der 2.-4. Harmonischen entspricht (s.auch Diskussion). Unter lokaler Noradrenalineinwirkung sind die Phasengeschwindigkeiten der 1. und 2. Harmonischen um etwa 0,8-1,2 m/sec kleiner als im unbeeinflussten Zustand. Der Unterschied ist nicht signifikant. Oberhalb von 12 Hz ist praktisch kein Unterschied mehr feststellbar.

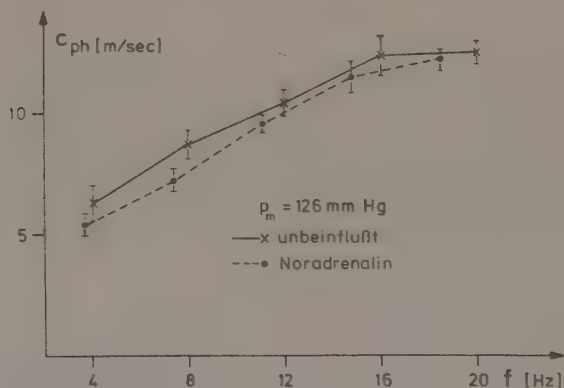


Abb.18 Phasengeschwindigkeit (c_{ph}) der A.carotis comm. des Hundes in Abhängigkeit von der Frequenz. Die Bestimmung erfolgte bei gleichem Mitteldruck im pharmakologisch unbeeinflussten Zustand und nach lokaler Applikation von Noradrenalin auf das Gefäß.

A.femoralis

Ein Beispiel für die experimentellen Ergebnisse der Bestimmung von α und β an der A.femoralis ist in Abb.19 wiedergegeben. Die eingetragenen Werte sind die Mittelwerte aus jeweils 20 Einzelbestimmungen; die Herzfrequenz betrug bei diesem Versuch 2 Hz. Die Frequenzabhängigkeit von β in Abb.19 zeigt weitgehend einen Verlauf, wie er für die Carotis dargestellt wurde. Für die 1. Harmonische ergibt sich β zu 0.018 Neper/cm, für die 5. Harmonische (10 Hz) zu 0.043 Neper/cm. Auch hinsichtlich des Phasenmaßes α läßt sich aus Abb.19 erkennen, daß die absolute Größe der α -Werte und deren Frequenzabhängigkeit für die A.femoralis annähernd gleich ist wie für die Carotis. Dies beinhaltet, daß auch die Darstellung der Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit an der Femoralis ein ähnliches Bild wie an der Carotis ergeben muß.

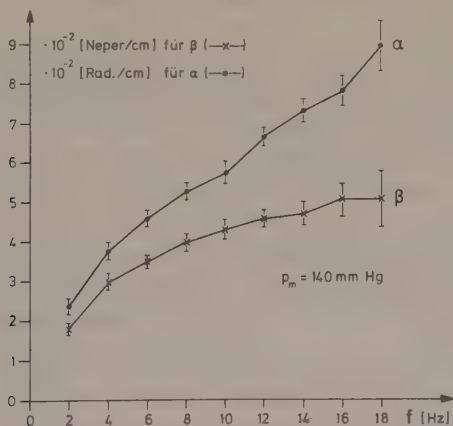


Abb.19 Phasenmaß (α) und Dämpfungskonstante (β) der A.femoralis des Hundes in Abhängigkeit von der Frequenz. Mittelwerte aus 20 Einzelmessungen.

Abb.20 zeigt die aus den α -Werten von Abb.19 berechneten Phasengeschwindigkeiten der einzelnen Harmonischen bei einem Mitteldruck von 140 mm Hg und außerdem die Werte für einen Mitteldruck von 90 mm Hg desselben Versuchs. Bei 140 mm Hg ergeben sich für die 1. Harmonische Werte von 5,6 m/sec, für die 4. Harmonische 9,6 m/sec. Die Phasengeschwindigkeiten der ersten drei Harmonischen bei 90 mm Hg liegen geringfügig darunter.

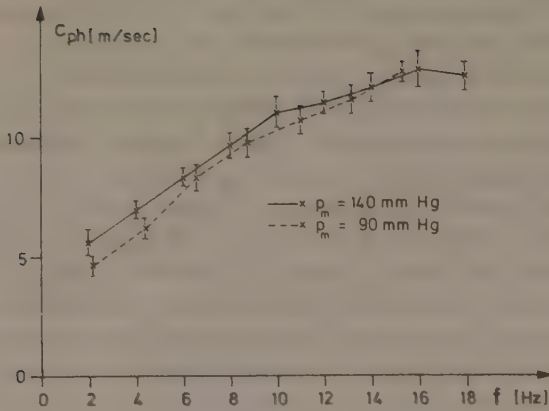


Abb.20 Phasengeschwindigkeit (c_{ph}) an der A.femoralis des Hundes in Abhängigkeit von der Frequenz. Die Bestimmung erfolgte bei Mitteldrucken von 90 mm Hg und 140 mm Hg.

4.4. Der komplexe Wellenwiderstand der A.carotis und A.femoralis, berechnet gemäß Ansatz CZ3

Nach Gl.(28) ergibt sich der komplexe Wellenwiderstand als Produkt aus dem komplexen Querwiderstand z_Q und dem komplexen Übertragungsmaß γ .

A.carotis

Abb.21 zeigt nach Betrag und Phase den komplexen Wellenwiderstand der A.carotis eines Hundes, wie er sich aus den in 4.2., Abb.14 wiedergegebenen Werten des Querwiderstandes und den in 4.3., Abb.17 dargestellten Werten von α und β errechnet. Der Betrag von Z im pharmakologisch unbeeinflussten Zustand fällt von $12,2 \cdot 10^3$ dyn·sec/cm⁵ (1. Harmonische = 4 Hz) ab und erreicht bei 16 Hz einen Wert von $7 \cdot 10^3$ dyn·sec/cm⁵. Unter lokaler Einwirkung von Noradrenalin ist der Betrag des Wellenwiderstandes bei der 1. und 2. Harmonischen deutlich größer als im unbeeinflussten Zustand; dieser Unterschied verliert sich aber weitgehend bei höheren Frequenzen. Der Phasenwinkel von Z ist im gesamten dargestellten Frequenzbereich negativ; dies bedeutet für Wellen einer Laufrichtung ein Voreilen der Phase der Strömung gegenüber der Phase des Drucks. Für den unbeeinflussten Zustand beträgt der Phasenwinkel bei der 1. Harmonischen (4 Hz) -19° und bei der 4. Harmonischen (16 Hz) -12° . Nur geringfügig hiervon abweichende Werte ergeben sich für die Phasenwinkel von Z unter lokaler Noradrenalineinwirkung.

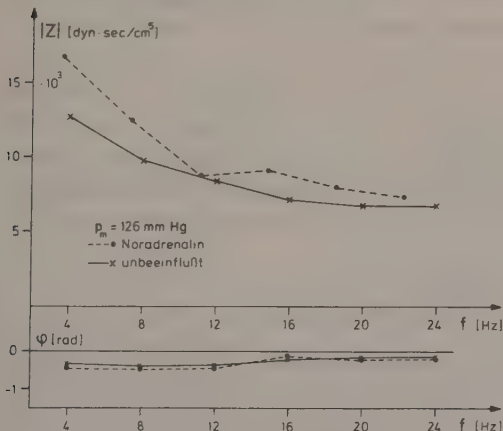


Abb.21
Komplexer Wellenwiderstand der A.carotis des Hundes bei pharmakologisch unbeeinflusstem Gefäß und nach lokaler Behandlung mit Noradrenalin.

A.femoralis

In Abb.22 ist der komplexe Wellenwiderstand (Z) der A.femoralis eines Hundes wiedergegeben, wie er sich aus den Werten von z_q und γ (s.Abb.15 und 19) errechnet. Für beide Mitteldruckstufen (90 und 140 mm Hg) zeigen die eingezeichneten Kurven des Betrags von Z den von der Carotis bereits bekannten charakteristischen frequenzabhängigen Verlauf. Vergleicht man aber jeweils bei gleicher Frequenz die Werte des Betrags der Carotis (Abb.21) und der Femoralis (Abb.22), so erkennt man, daß die Beträge von Z der Femoralis sogar bei dem höheren Mitteldruckniveau noch unter denen der Carotis liegen. Dieser Befund ließ sich auch in allen anderen Versuchen bestätigen. Der Frequenzgang des Phasenwinkels von Z der Femoralis ist für den in Abb.22 wiedergegebenen Frequenzbereich ähnlich wie derjenige der Carotis; die absoluten Werte sind allerdings zu etwas größeren negativen Winkeln verschoben. Für die 1. Harmonische (2 Hz) finden sich -27° , für die 4. Harmonische (8 Hz) -24° . Da die Unterschiede zwischen den Phasenwinkeln von Z bei den beiden Mitteldruckstufen nur sehr klein sind, sind in Abb.22 nur die Phasenwinkel bei 140 mm Hg eingezeichnet.

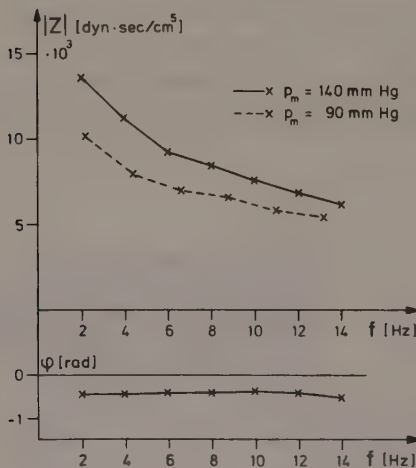


Abb.22
Komplexer Wellenwiderstand
der A.femoralis des Hundes
bei Mitteldruckstufen von
90 und 140 mm Hg.

4.5. Bestimmung des Übertragungsmaßes und des Wellenwiderstandes unter Verwendung von Druck- und Stromstärke-registrierung gemäß Ansatz C1.

Wie in 2.3., C1 dargestellt, läßt sich das Übertragungsmaß und der Wellenwiderstand eines homogenen Arteriensegments auch mit Hilfe zweier Registrierungen von Druck und Stromstärke an demselben Meßort ermitteln, wenn das Segment in den Entfernungen x und $2x$ von der Meßstelle abgeklemmt wird. Vor der Darstellung der Ergebnisse für γ und Z seien noch Registrierbeispiele demonstriert. Abb.23a zeigt den an derselben Stelle registrierten Druck- und Strompuls der unbeeinflussten A.femoralis eines Hundes. Der Druckpuls weist nach dem systolischen Gipfel und der darauffolgenden tiefen Senke eine deutlich ausgeprägte dikrote Erhebung auf; im Strompuls ist nach dem systolischen Gipfel eine Phase starker Rückwärtsströmung zu erkennen, die wieder von einer Phase der Vorwärtsströmung gefolgt ist. Diese Erscheinungen sind wohlbekannt. Bei Abklemmung der Femoralis 3,5 cm distal vom Meßort zeigt sich im Druckpuls eine Erhöhung des systolischen Hauptgipfels und der dikroten Erhebung, während der Strompuls nur noch eine sehr kleine anfangssystolische Welle aufweist, die gefolgt ist von einer angedeuteten Strömungsnegativität und einer sich anschließenden schwachen Vorwärtsströmung (s.Abb.23b). Das gleiche Bild, nur mit einer Verstärkung der für den Strompuls bei Abklemmung beschriebenen pulsatorischen Phänomene, ergibt sich bei Abklemmung der Femoralis in 7 cm Abstand (s.Abb.23c). Die Berechnung von γ für diesen experimentellen Ansatz erfolgte gemäß Gl.(40) (rechnerische Auflösung s.Anhang). Bei allen Versuchen an der Carotis und an der Femoralis ergaben sich aber für α und β Werte, die 5-10 mal so groß waren wie die nach dem Ansatz C₂ ermittelten Werte. Auf eine Darstellung dieser unrealistischen Werte, die u.a. Phasengeschwindigkeiten von nur 1-2 m/sec ergeben würden, wird verzichtet.

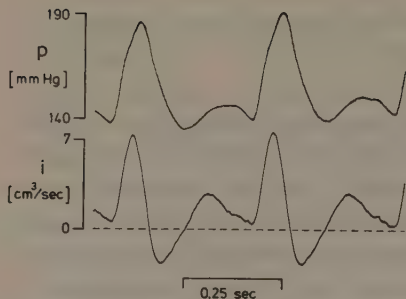


Abb. 23a
Druck (p) und Stromstärke (i)
in der A.femoralis des Hundes.
Katheterspitzenmanometer
Millar PC 350 A, elektromag-
netisches Strömungsmeßgerät
Statham SP 2202.

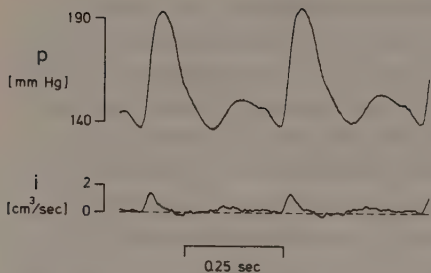


Abb. 23b
Abklemmung des Gefäßes 3,5 cm
distal der Meßstelle.
Man beachte die Formvariabili-
tät der beiden Strompulse.

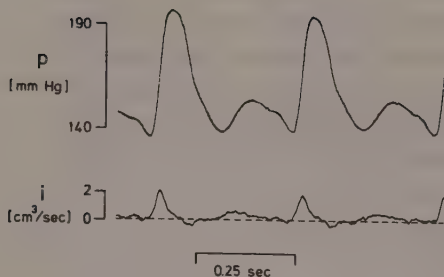


Abb. 23c
Abklemmung des Gefäßes 7,0 cm
distal der Meßstelle.

Das experimentelle Versagen des theoretisch wohlbegründeten Ansatzes C1 erklärt sich hauptsächlich aus Mängeln des registrierten Strömungssignals. Man beachte in Abb.23b u.c die Variabilität der Strompulsformen, die sich bei den absolut sehr kleinen Amplituden auf das Auswertungsergebnis stark auswirken muß. So erhält man z.B. unter Abklemmbedingung für die einzelnen Harmonischen des Eingangswiderstandes während einer kurzdauernden Registrierung bereits Schwankungen des Phasenwinkels um etwa 10° und mehr und Änderungen des Betrags um 8-10 %. Bei dem rechnerischen Ansatz, welcher der γ -Bestimmung zugrundeliegt, wird das Verhältnis zweier Eingangswiderstände, die sich in der Phase um etwa $5-10^\circ$ und im Betrag um etwa das 0,8fache voneinander unterscheiden sollten, als Argument einer hyperbolischen Funktion benutzt. So ist es verständlich, daß die hier zutage tretenden Mängel der Stromstärke-registrierung angesichts der oben geschilderten Eigenschaften des hyperbolischen Ansatzes diese Art der γ -Bestimmung prekär macht. Grundsätzlich gilt dasselbe auch für die Bestimmung von Z mittels des Ansatzes C1, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß der Fehler bei der Bestimmung des Betrags von Z geringer ist, da er in der Größenordnung desjenigen Fehlers liegt, der bei der Bestimmung der Eingangswiderstände auftritt. Eine Bestimmung der Phase von Z mittels des Ansatzes C1 führt allerdings zu nicht verwertbaren Ergebnissen, denn die Streuung der Phasenwinkel der Stromstärke ist größer als die zu verwertende Phasenwinkeldifferenz. In Abb.24 ist ein Beispiel für den soeben dargestellten Zusammenhang gegeben; in dieser Abbildung sind die Eingangswiderstände eines in 3,5 und 7 cm Abstand abgeklemmten Arteriensegments der A.femoralis (Mittelwert aus 10 Einzelbestimmungen) und der hieraus ermittelte Wellenwiderstand wiedergegeben. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde hier die Standardabweichung nur für einen der beiden Eingangswiderstände eingezeichnet. Der in Abb.24 dargestellte Betrag von Z, der sich aus den beiden Eingangswiderständen errechnen läßt, besitzt annähernd den gleichen Frequenzgang und entsprechende absolute Werte wie derjenige in Abb.22. In zwei weiteren Versuchen an der A.femoralis ließ sich bestätigen, daß die nach dieser Methode ermittelten Beträge von Z weitgehend den Werten entsprachen, die mit Hilfe des in 2.3., CZ3 dargestellten Verfahrens bestimmt wurden. Auf die Gründe für die mittels des Ansatzes C1 gefundenen abwegigen Werte von γ wird nochmals in der Diskussion eingegangen.

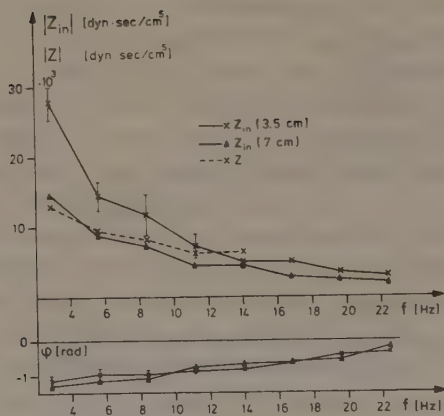


Abb.24 Eingangswiderstände (Z_{in}) der A.femoralis des Hundes bei Abklemmung des Gefäßesⁱⁿ in 3,5 und 7,0 cm Abstand (Mittelwerte aus 10 Bestimmungen) sowie der hieraus berechnete Betrag des Wellenwiderstandes (Z). Der Phasenwinkel für Z ist nicht eingetragen.

5. Diskussion

5.1. Kritik der Registriermethoden

Während vom theoretischen Ansatz alle vorgestellten Methoden als gleichwertig zu beurteilen sind (s.auch 2.5.: Kritik der Ansätze), ergeben sich aus der jeweiligen Registriermethodik Begrenzungen für die einzelnen Verfahren. Wie aus dem in 4.5. wiedergegebenen Beispiel deutlich wird, betrifft dies vor allem solche Ansätze, die auf eine oder gar mehrere Stromstärkeregistrierungen angewiesen sind. Die Größe der zur Berechnung von γ oder Z verwendeten pulsatorischen Strömungssignale liegen bei Ansatz C1 bereits nahe an der Grenze des Auflösungsvermögens der zur Zeit kommerziell erhältlichen Strömungsmeßgeräte. Abgesehen hiervon ist es gleichgültig, ob bereits sehr kleine Strömungssignale wie im Beispiel von Abb.23 (Signal-Rauschverhältnis $< 10:1$) registriert werden, oder ob normale pulsatorischen Strömungsabläufe verwertet werden, bei denen es aber auf sehr kleine Unterschiede zwischen zwei pulsatorischen Signalen ankommt, die in einer Distanz von wenigen Zentimetern registriert werden.

Milnor und Nichols (1975), die mit einem Ansatz, der dem in 2.3., B1 dargestellten Verfahren entspricht, γ und Z an der A.femoralis des Hundes bestimmten, geben für ihr Strömungsmeßgerät bei dynamischer Eichung einen Fehler von $\pm 5\%$ im Betrag und $\pm 0,125$ Radian in der Phase an. Die dynamische Fehlerbreite ihres Druckaufnehmersystems liegt in der gleichen Größenordnung, und die Autoren errechnen hieraus für die Bestimmung der Dämpfungskonstante einen Fehler von $\pm 27\%$. Dieser Fehler, der sich nur auf die Genauigkeit des einzelnen Meßinstrumentes bezieht, wird aber durch die notwendige gemeinsame Eichung der beiden Strömungsmeßgeräte, die wiederum nur mit einem Fehler im Prozentbereich durchgeführt werden kann, sicher noch größer.

Cox (1970, 1971), der zur Bestimmung von γ ebenfalls die Registrierung einer Stromstärke benutzte, fand bei dem von ihm verwendeten Strömungsmeßgerät frequenzabhängige Amplitudenabweichungen von mehr als 5% im Bereich von 1-10 Hz und Phasennachstellungen, die bei 12 Hz bereits 90° betrugen. Diese Abweichungen wurden von Cox bei der Berechnung von γ und Z durch Korrekturen berücksichtigt. Damit ist allerdings noch nicht der Fehler eliminiert, der sich auf das Auflösungsvermögen des Meßverstärkers

(Signal-Rauschabstand, siehe Fehlerrechnung Milnor und Nichols) bezieht. Betrachtet man die Größe der diskutierten Fehler, so ist das Geschick der Experimentatoren zu bewundern, die mit Hilfe von Stromstärkeregistrierungen zu brauchbaren Ergebnissen über die Größe des Übertragungsmaßes gelangten.

Die gleichen Vorbehalte gelten auch für die Druckregistrierung, wenn das Druckaufnehmersystem einschließlich des Verstärkers in der Empfindlichkeit, dem Auflösungsvermögen und dem dynamischen Verhalten unzureichend ist. Bei Anwendung von Katheterspitzenmanometern und bei Benutzung rauscharmer Präzisionsverstärker ist es aber möglich, Drucke auf 0,1 mm Hg genau amplituden- und phasengetreu bis weit über 100 Hz zu registrieren. Dabei darf allerdings nicht übersehen werden, daß die Einführung eines oder mehrerer Katheter in das Gefäß zum einen durch die Verringerung des Lumens, zum anderen durch die nicht zu vernachlässigende Änderung des pulsatorischen Strömungsprofils eine Erhöhung der wirksamen Flüssigkeitsmasse und des Reibungswiderstandes in Längsrichtung hervorruft. Während dies für eine korrekte Bestimmung der Querimpedanz z_q keine Rolle spielt, geht bei der Bestimmung von f die Änderung der komplexen Längsimpedanz z_l in die Größe der Dämpfungskonstante und in geringerem Maße auch in das Phasenmaß ein. Diese Einschränkung gilt für alle Methoden, bei denen f mit Hilfe von Druckregistrierungen bestimmt wird. Das Verfahren mit drei Druckmessungen (McDonald und Gessner (1968)) ist von diesem systematischen Fehler am stärksten betroffen.

Die hohen Anforderungen die bezüglich des Amplituden- und Phasenganges und des Auflösungsvermögens an die Aufzeichnung der Stromstärke und des Drucks gestellt werden, gelten auch für die Registrierung der Durchmesserpulsationen. Hinzu kommt die Forderung, daß der Meßwertaufnehmer selbst keine Rückwirkung auf den pulsatorischen Ablauf der Durchmesserschwankungen ausüben soll. Wenn auch in neuerer Zeit eine Vielzahl von Methoden zur Registrierung arterieller Querpulsationen in situ entwickelt wurde, so basieren diese doch immer auf der äußeren oder inneren Anlegung mechanischer Fühler an die Arterie. Dabei wurden folgende Prinzipien zur mechano-elektrischen Wandlung benutzt: Dehnungsmeßstreifen (Mallos (1962), Murgu et al. (1971)), Differentialtransformatoren mit veränderlicher Gegeninduktivität (Peterson et al. (1960), Gow (1966), Pieper und Paul (1968)), gegeninduktive

Spulen (Remington (1967)), Ultraschall-Laufzeitverfahren mit auf der Arterie befestigten piezoelektrischen Kristallen (Aars (1968), Lie et al. (1970), Bertram (1974)), induktive Verfahren mit äußerem magnetischem Wechselfeld und intraarteriellem Meßfühler (Baan et al. (1971)). Umfangsmessungen wurden mit quecksilbergefüllten Gummischläuchen nach Whitney (Farrish et al. (1964)) und mit miniaturisierten, wassergefüllten Plethysmographen (Leblanc (1973)) durchgeführt. Ein mechano-optisches Prinzip zur Registrierung der pulsatorischen Radiusänderungen ist neuerdings von Newman et al. (1975) benutzt worden. Das von einer Lampe mit konstanter Spannung abgegebene Licht wird durch einen auf die Arterie gesetzten Graukeil ("optical wedge") abgeschwächt und trifft auf ein Photoelement. Durch die Querpulsation der Arterie verschiebt sich der Graukeil in dem Lichtstrahl. Weitere Literatur und Darstellung der Prinzipien der erwähnten Methoden findet sich bei Cobbald (1974). Bei vielen dieser Verfahren ist eine Rückwirkung auf die Arterie, z.B. durch teilweises Entspannen, oder eine strukturelle Alteration der Wand, z.B. infolge Aufnähens oder Aufklebens der Geber, vorhanden (siehe z.B. Mallos (1962), Gow (1966), Aars (1968), Lie et al. (1970), Bertram (1974)). Hinzu kommt bei allen Methoden eine Rückwirkung durch Massen-, Elastizitäts- und/oder Reibungsbelastung der Arterienwand durch den angelegten Fühler.

Rein optische Verfahren wurden bisher nur bei in-vitro-Experimenten benutzt (Bergel (1961), Flaud et al. (1975)). Das an unserem Institut entwickelte photoelektrische Verfahren ermöglicht die berührungsfreie und daher völlig rückwirkungsfreie Aufzeichnung der Durchmesserpulsationen an freigelegten Arterien in situ. Dabei ist das Auflösungsvermögen mit Werten unter $1\mu\text{m}$ und das dynamische Verhalten weitaus besser als bei allen bisher zur Anwendung gekommenen Verfahren. Unter diesem Gesichtspunkt würde der Ansatz Δp_3 , bei dem drei Durchmesserregistrierungen zur Bestimmung von p benutzt werden, das beste Verfahren darstellen, sofern dies mit der genannten photoelektrischen Methode geschieht.

Zu den hier aufgeführten Mängeln und Ungenauigkeiten der Registrierungsmethoden des Drucks, der Stromstärke und des Durchmessers kann noch ein weiterer Fehler kommen, der eine genaue Bestimmung von p und Z erschwert. Wie in der Methodik ausgeführt, muß bei

allen Messungen eine indirekte Datenverwertung (Speicherung auf Band mit nachfolgender A-D-Wandlung) erfolgen, da eine on-line-Verarbeitung der Meßdaten technisch nicht möglich ist (siehe auch Cox (1970), Milnor und Nichols (1975)). Da der Signal-Rauschabstand der handelsüblichen Magnetbandgeräte 48-50 dB nicht überschreitet, kann bei zu geringer Aussteuerung eine beträchtliche Einbuße an Signalauflösung erfolgen.

5.2. Bewertung der Ergebnisse

Zunächst sei auf die Größe der Querschnitts- bzw. Durchmesser-schwankungen von pulsierenden Arterien in vivo eingegangen. Wie in 4.1. gezeigt wurde, betragen die relativen Durchmesseränderungen ($\Delta D/D$; D = mittlerer Innendurchmesser) an der Carotis 1,6 bis 2,5 % bei Druckamplituden von 25 bis 45 mm Hg, und an der Femoralis 2 bis 2,5 % bei Druckamplituden von 40 bis 60 mm Hg. Diese bemerkenswert kleinen pulsatorischen Durchmesseränderungen wurden auch von anderen Autoren an freigelegten Arterien in situ ermittelt. Peterson et al. (1960) registrierten an der Aorta, A.iliaca, A.carotis und A.femoralis Durchmesserpulse. Aus ihren Tabellen und Abbildungen lassen sich für den Quotient $\Delta D/D$ Werte abschätzen, die für die Femoralis und Carotis in der Größenordnung von 2,3 % liegen. Gow und Taylor (1968) und Gow (1970), die Untersuchungen über die Druck-Durchmesserbeziehung entlang der Aorta und an mittleren Arterien des Hundes durchführten, errechneten den Quotienten Druckänderung/relative Durchmesseränderung ($(\Delta p/\Delta D) \cdot D$ = pressure-strain-modulus = pressure elastic modulus, D = Außendurchmesser). Für die A.femoralis ergaben sich Werte von $2-4 \cdot 10^6$ dyn/cm². Aus unseren in 4.1. angegebenen Daten erhält man für die Femoralis Werte der gleichen Größenordnung. Der "pressure-strain modulus" nach Peterson et al. ist hiermit nur bedingt vergleichbar, da die Werte nicht auf den bei normalem Mitteldruck vorhandenen Außendurchmesser bezogen sind, sondern auf den geringeren Durchmesser, der sich bei proximaler Abklemmung der Arterie ergibt. Daß die Durchmesserpulsationen peripherer Arterien des Hundes nur wenige Prozente des mittleren Durchmessers betragen, zeigen auch die von Lie et al. (1970) und Leblanc (1973) mit unter-

schiedlicher Methodik an der A.femoralis gewonnenen Registrierbeispiele mit relativen Pulsationen von etwa 2 %.

Zu den hier angegebenen Werten der pulsatorischen Durchmesseränderungen der Carotis und der Femoralis des Hundes stehen in deutlichem Widerspruch die Ergebnisse einer Arbeitsgruppe, die mit einem transkutan anwendbaren Ultraschall-Echoverfahren Durchmesser Schwankungen an der A.carotis des Hundes (Vollmar (1972)), der A.carotis des Menschen (Arndt et al. (1968)) und der A.femoralis des Menschen (Arndt und Kober (1970)) registrierte. Vollmar (1972) fand an der A.carotis des Hundes relative pulsatorische Änderungen von 8,6 % (bezogen auf den diastolischen Durchmesser) und ermittelte den "pressure elastic modulus" für die Carotis des Hundes zu nur $6,5 \cdot 10^5$ dyn/cm². Aus den Versuchen am Menschen ergaben sich für die A.carotis comm. pulsatorische Durchmesseränderungen von 15 % (Arndt et al. (1968)), für die A.femoralis von 6,7 % (Arndt und Kober (1970)). Die Autoren versuchten die Diskrepanz zwischen ihren und den in der Literatur beschriebenen Befunden dadurch zu erklären, daß durch die Manipulation bei der Freilegung das physiologische Dehnungsverhalten des Gefäßes erheblich eingeschränkt werde, sodaß die Messung an freigelegten Gefäßen grundsätzlich zu kleine Durchmesseränderungen ergäbe. Hingegen kämen sogenannte excidierte und "adaptierte" Arteriensegmente den in-vivo-Verhältnissen weitaus näher.

Dieser Auffassung kann nicht zugestimmt werden. Es bedarf wohl keiner besonderen Erläuterung, daß eine Bestimmung der dynamisch-elastischen Eigenschaften freigelegter Gefäße nur sinnvoll ist, wenn die Meßwerte auch auf die im unversehrten Gewebe befindlichen Gefäße übertragen werden können. Wie in 4.1. gezeigt, ist die an der A.femoralis nach der Gefäßfreilegung gemessene Pulswellengeschwindigkeit nicht von derjenigen unterschieden, die transkutan vor der operativen Freilegung vorhanden war. Sofern ein "Spasmus" der glatten Muskulatur die Durchmesser pulsationen freigelegter Arterien verkleinern würde, müßte nach lokaler Behandlung der Arterie mit Papaverin, welches die glatte Gefäßmuskulatur lähmt, eine Zunahme der Pulsationsamplituden auf das Vierfache oder mehr auftreten, damit sich die von den Autoren angegebenen prozentualen Durchmesseramplituden ergeben. Dies haben wir jedoch nie beobachtet. Auch konnte in unseren

Untersuchungen kein signifikanter Unterschied zwischen dem Dehnungsverhalten der Carotis und Femoralis in vivo und nach Excision dieser Gefäße festgestellt werden. Dies steht ebenfalls im Einklang mit den Befunden der Literatur (Lee et al. (1968), vgl. auch Bergel (1961)).

Eine endgültige Erklärung für die stark divergierenden Befunde zwischen der transkutanen Ultraschall-Echo-Registrierung und den Messungen an freigelegten Gefäßen kann hier nicht gegeben werden. Nach den dargestellten Ergebnissen liegt es aber nahe, einen methodischen Fehler der transkutanen Durchmesserbestimmung anzunehmen. Zur Verdeutlichung der offensichtlichen methodischen Schwierigkeiten sei auf die Angaben von Arndt (1969) selbst hingewiesen, wonach 75 % (!) seiner Registrierungen verworfen werden mußten, da die Exkursionen der schallkopfnahen Arterienwand durch den Andruck des Schallkopfs auf die Haut "gedämpft" waren. Mozersky et al. (1972), die mit einem gleichartigen, transkutan anwendbaren Ultraschall-Echoverfahren Durchmesserschwankungen an der menschlichen A.femoralis registrierten, konnten zeigen, daß eine geringe Erhöhung des Anpreßdrucks des Schallkopfs eine Erhöhung der Durchmesserpulsationen zur Folge hat. In dem von ihnen gegebenen Beispiel wurde durch leichten Andruck des Meßkopfs auf die Haut ("very moderate pressure") die Arterienwand soweit entspannt, daß die relativen Durchmesserpulsationen stark anstiegen und sich der "pressure-strain modulus" auf $1/6$ erniedrigte.

Im folgenden sollen unsere Bestimmungswerte von z_q , ν und Z mit den in der Literatur erhobenen Befunden verglichen werden. Untersuchungen über das visco-elastische Verhalten peripherer Arterien in vivo, wie z.B. der A.carotis und A.femoralis des Hundes, wurden bereits von mehreren Autoren durchgeführt (Ranke (1934), Gow und Taylor (1968), Gow (1970, 1972), Cox (1972)). Als Größe zur Beschreibung der visco-elastischen Eigenschaften der Wand wurde dabei aber in der Regel nicht z_q , sondern der komplexe Volumelastizitätsmodul κ , der tangentielle Elastizitätsmodul (bzw. der "incremental modulus") oder einfach der komplexe Quotient Druck/Durchmesser benutzt.

Der von Gow (1972) für die A.carotis und die A.femoralis des Hundes ermittelte "elastic parameter" ($|p|/|D|$) zeigte nur eine

geringe Frequenzabhängigkeit. Für die Carotis ergab sich im Bereich zwischen 2 und 16 Hz eine Zunahme um etwa 10 %, für die Femoralis um etwa 15 %. Der Phasenwinkel zwischen der jeweiligen Harmonischen des Drucks und des Durchmessers ("viscous parameter") war über den genannten Frequenzbereich nahezu konstant und betrug für die Carotis -0.05 Radian, für die Femoralis etwa -0.15 Radian. Diese Befunde von Gow stimmen mit den hier dargestellten Ergebnissen weitgehend überein. Für die Femoralis läßt sich aus dem in Abb.16 dargestellten Betrag des komplexen Volumelastizitätsmoduls ($|K| = \frac{|P|}{|D|} \cdot \frac{D_m}{2}$) annähernd die gleiche Frequenzabhängigkeit des Quotienten $\frac{|P|}{|D|}$ entnehmen, wie sie von Gow beschrieben wurde. Dies trifft auch für die Ergebnisse an der Carotis zu. Im Einklang mit den Befunden von Gow konnte auch hier in einem weiten Frequenzbereich eine systematische Änderung des Phasenwinkels zwischen Druck und Durchmesser nicht beobachtet werden. Aufgrund des nahezu konstant bleibenden Phasenwinkels und des geringen Anstiegs des Quotienten $\frac{|P|}{|D|}$ ergibt sich bei der Berechnung des tangentialen Elastizitätsmoduls sowohl für den Realteil, den sogenannten dynamischen Elastizitätsmodul, als auch für den Imaginärteil, den sogenannten Verlustmodul, nur eine geringe Abhängigkeit von der Frequenz (Formeln zur Berechnung des tangentialen Elastizitätsmoduls bei Wetterer und Kenner (1968), § 24).

Dies ist in weitgehender Übereinstimmung mit den Befunden von Cox (1972), der an der A.femoralis des Hundes einen komplexen Elastizitätsmodul bestimmte: dynamischer Elastizitätsmodul und Verlustmodul nehmen mit wachsender Frequenz nur leicht zu.

Die in der Literatur bisher beschriebenen experimentellen Bestimmungen von γ und Z an Arterien in situ lassen sich nach den benutzten Ansätzen in zwei Gruppen unterteilen. Bei der ersten enthalten die Ansätze außer den bereits in 2.5. erwähnten Voraussetzungen keine weiteren zusätzlichen Vereinfachungen oder Annahmen; bei der zweiten Gruppe hingegen werden für die jeweiligen Bestimmungsverfahren zwar weniger Meßgrößen als bei der ersten Gruppe benötigt, die Vereinfachungen, z.B. hinsichtlich der Dämpfung, sind jedoch beträchtlich.

Von dieser letztgenannten Gruppe sollen nur die wichtigsten Arbeiten kurz erwähnt werden. Verfahren zur Bestimmung von γ mit zwei Druckregistrierungen und von Z mit einer zusätzlichen Stromstärkeregistrierung wurden von Malindzak und Stacy (1966) und von Gessner und Bergel (1966) angegeben. Beide Ansätze beinhalten die Annahme einer verlustfreien Wellenleitung: der Imaginärteil von Z und der Realteil von γ werden gleich Null gesetzt. Ebenfalls auf der Annahme einer verlustfreien Wellenleitung beruht ein von Sperling et al. (1975) angegebenes Verfahren zur Bestimmung von Z aus einer simultanen Druck- und Stromstärkeregistrierung an demselben Meßort. Das letztgenannte Verfahren beruht auf der Möglichkeit der rechnerischen Zerlegung eines Pulses bei Kenntnis des Wellenwiderstandes in seinen recht- und seinen rückläufigen Wellenanteil aus dem Druck- und Strompuls. Bei unbekanntem Z erfolgt die Zerlegung mit einem beliebig angenommenen Z-Wert, der dann solange variiert wird, bis bei der Zerlegung des Pulses ein bestimmtes Kriterium hinsichtlich der Form der rückläufigen Welle erfüllt ist. Der hierfür einzusetzende Wert von Z wird dann als der zutreffende für das Gefäß angesehen. Wie anfangs bereits erwähnt, ist die Annahme einer verlustfreien Wellenleitung für große Gefäße, wie die Aorta thoracica oder abdominalis sicherlich noch gerechtfertigt. An mittleren Arterien, wie z.B. der A.femoralis oder A.carotis des Hundes, kann der Unterschied zwischen dem reell angenommenen Z und dem Betrag des tatsächlich vorhandenen komplexen Z 20 % und mehr betragen. Zu den bereits mehrfach erwähnten experimentellen Arbeiten der ersten Gruppe ist auch ein Bestimmungsverfahren für γ zu rechnen, das von Anliker und seinen Mitarbeitern mehrfach an der Aorta thoracica und an der A.carotis des Hundes benutzt wurde. Allerdings liefert es aus methodischen Gründen nur Werte für den hämodynamisch nicht mehr bedeutsamen Frequenzbereich von 25-100 Hz (Anliker et al. (1968), Moritz und Anliker (1974)). Bei dieser Methode werden dem normalen Pulsverlauf mit Hilfe eines Rüttlers, der auf die freigelegte Arterie gesetzt wird, Sinuswellen von 25-100 Hz überlagert. Für diese Frequenzen läßt sich die Arterie praktisch als ein reflexionsloser Schlauch betrachten, so daß für die Bestimmung des Dämpfungsmaßes und der

Phasengeschwindigkeit nur die Registrierung zweier Drucke erforderlich ist. Für die A.carotis ermittelten Moritz und Anliker (1974) einen auf die Wellenlänge bezogenen Dämpfungskoeffizienten (attenuation per wavelength) zwischen 1,1 und 1,5. Die Umrechnung auf die in der vorliegenden Arbeit benutzte Dämpfung pro Zentimeter (β) ergibt bei einer Phasengeschwindigkeit von 11 m/sec für 40 Hz Werte zwischen 0,04 und 0,054. Eine Dispersion der Phasengeschwindigkeit war in dem von Moritz und Anliker untersuchten Frequenzbereich nicht feststellbar. Die von Moritz und Anliker für die Dämpfung und die Phasengeschwindigkeit der Carotis bestimmten Werte sind durchaus im Einklang mit den Werten, die von uns für die höheren Harmonischen an der Carotis gefunden wurden.

Eine weitgehende Übereinstimmung der hier ermittelten Werte für α (bzw. die Phasengeschwindigkeit) und für β ergibt sich auch mit den Befunden von McDonald und Gessner (1968) und Milnor und Nichols (1975). Aus den Angaben von McDonald und Gessner läßt sich z.B. für die A.carotis des Hundes ein Dämpfungsmaß β von 0,013 bei 2,2 Hz, von 0,02 bei 4 Hz und 0,037 bei 8,5 Hz errechnen. Die von Milnor und Nichols für die A.femoralis des Hundes dargestellten Werte von β liegen für Frequenzen zwischen 2 und 8 Hz geringfügig niedriger als die hier ermittelten. Die von beiden Arbeitsgruppen bestimmten Phasengeschwindigkeiten weisen in dem angegebenen Frequenzbereich von 2 bis 7 bzw. 11,5 Hz eine ausgeprägte Dispersion auf. Mit diesem Ergebnis, das von uns an der A.carotis und A.femoralis bestätigt wurde, steht im Widerspruch ein Befund von Cox (1971), der an der A.femoralis des Hundes zwar unterhalb von 4 Hz eine deutliche Dispersion, über 4 Hz aber eine nahezu konstante Phasengeschwindigkeit ermittelte. Während das Ergebnis von Cox mit den Folgerungen aus anderweitigen Experimenten über die Wellenfortpflanzung in Arterien in Einklang steht, erfordert der von den vorher genannten Autoren und von uns erhobene Befund eine Erklärung. Von seiten der visco-elastischen Arterienwand wäre ein Einfluß auf die Phasengeschwindigkeit über eine frequenzabhängige innere Wandreibung und einen frequenzabhängigen dynamischen Elastizitätsmodul möglich. Wie aber schon gezeigt, ist der Phasenwinkel zwischen Druck und Durchmesser in einem weiten Frequenzbereich sehr klein und damit der Einfluß der

inneren Wandreibung nur gering. Ebenso ist ein wesentlicher Anstieg des dynamischen Elastizitätsmoduls mit der Frequenz nicht zu beobachten. Die starke Dispersion läßt sich also nur aus der frequenzabhängigen Längsimpedanz erklären, bei der offensichtlich der Einfluß der Flüssigkeitsreibung gegenüber dem Trägheitswiderstand größer ist, als nach der Theorie zu erwarten wäre. Ob diese Abweichung von der Theorie durch die experimentelle Methodik bedingt ist (Einführung von mindestens zwei Kanülen oder Kathetern in das Gefäß), kann zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht beantwortet werden. Hierzu wäre eine Bestimmung von γ bzw. der Phasengeschwindigkeit mit dem berührungsfreien Durchmesserregistriersystem notwendig. Berechnet man aus den hier in dieser Arbeit vorgestellten Werten von α und β das Übertragungsmaß γ nach Betrag und Phase, so erhält man z.B. an der A.femoralis für den Betrag der ersten Harmonischen 0,035, für den der vierten Harmonischen 0,068. Die Phasenwinkel von γ sind im untersuchten Frequenzbereich weitgehend konstant und liegen zwischen 55 und 65°. Ähnliche Werte lassen sich auch aus den Angaben von Milnor und Nichols für den Betrag von γ errechnen, während die Phasenwinkel unsystematisch zwischen 45 und 70° schwanken. Da der Betrag von Z in der vorliegenden Untersuchung als Produkt $|\gamma| \cdot |z_q|$ errechnet wurde, muß sich die Frequenzabhängigkeit dieser beiden Größen auch im Betrag von Z widerspiegeln. Der Betrag von z_q nimmt annähernd umgekehrt proportional zu ω ab, der Betrag von γ steigt aber mit wachsender Frequenz unterproportional zu ω an (vgl. auch Dispersion der Phasengeschwindigkeit). Hieraus ergibt sich eine deutliche Abnahme von Z mit wachsender Frequenz.

Eine entsprechende Frequenzabhängigkeit von Z findet sich auch bei Milnor und Nichols. Für 2 Hz ermitteln diese Autoren Z -Werte von $1,7 \cdot 10^4$ und für 12 Hz $1,0 \cdot 10^4$ dyn·sec/cm⁵. Dies ist im Einklang mit der von ihnen gefundenen deutlich frequenzabhängigen Phasengeschwindigkeit. Bei Cox zeigen jedoch die Werte von Z nur unterhalb von 3 Hz eine leichte Abnahme mit wachsender Frequenz, um dann oberhalb 3 Hz mit etwa 10^4 dyn·sec/cm⁵ nahezu frequenzunabhängig zu bleiben.

Der Phasenwinkel von Z weist nach unseren Untersuchungen im Frequenzbereich zwischen 2 und 20 Hz Werte von etwa -20° auf.

Milnor und Nichols hingegen fanden für Z Phasenwinkel, die bei 2 Hz -18° betrugen, sich mit steigender Frequenz Null näherten und bei 10 Hz sogar positiv wurden. Die schwach negativen oder gar positiven Phasenwinkel von Z erscheinen uns nicht plausibel, da sie für z_q Phasenwinkel von -40 bis -50° voraussetzen würden. Solche Phasenwinkel von z_q wurden aber weder von früheren Autoren noch mit unserem berührungsfreien Verfahren festgestellt.

Die von Cox angegebenen Phasenwinkel von Z liegen bei -20° und zeigen die auch von uns beobachtete weitgehende Frequenzunabhängigkeit. Aus den Phasenwinkeln von Z und z_q nach Cox und unseren Messungen läßt sich errechnen, daß der Phasenwinkel der Längsimpedanz weit kleiner ist als er bei reibungsfreier Flüssigkeit wäre. Weitere Untersuchungen werden für die Prüfung dieses an mittleren Arterien erhobenen Befundes notwendig sein.

6. Zusammenfassung

Der Wellenwiderstand und das Übertragungsmaß sind in der Theorie der Wellenleitungen die beiden grundlegenden Größen für die quantitative Beschreibung periodischer Pulswellen in flüssigkeitsgefüllten Schläuchen und in Arterien. Während der komplexe Wellenwiderstand Z das Verhältnis von Wellendruck zu Wellenstromstärke darstellt, gibt das komplexe Übertragungsmaß $\gamma (= \beta + j\alpha)$ die zeitliche Beziehung und das Verhältnis der Amplituden bei der Wellenfortpflanzung an. Hierbei ist α das Phasenmaß und β die Dämpfungskonstante. In der vorliegenden Arbeit werden Methoden zur experimentellen Bestimmung dieser Größen an Arterien in situ dargestellt und kritisch behandelt. Einige der Methoden sind bereits in der Literatur bekannt und wurden schon experimentell angewandt; sie sind meßtechnisch sehr aufwendig und mit relativ großen Fehlerquellen behaftet. Zur Verringerung des Meßaufwandes und der Meßfehler wurden nun neue methodische Ansätze entwickelt und mehrere derselben experimentell geprüft. Grundsätzlich können bei allen diesen Bestimmungen Druck, Stromstärke und Durchmesser (bzw. Querschnitt) als Meßgrößen herangezogen werden. Bei den bisher bekannten Methoden wurden für die Bestimmung des Übertragungsmaßes allein 3 simultane Registrierungen, für die gemeinsame Bestimmung des Übertragungsmaßes und des Wellenwiderstandes 4 simultane Registrierungen benötigt.

Dieser relativ große Aufwand ist deswegen notwendig, weil im Arteriensystem stets vorwärts- und rückwärtslaufende Pulswellen gleichzeitig auftreten und eine nach Betrag und Phase definierte Beziehung zwischen diesen beiden Wellen nicht gegeben ist.

Den neu entwickelten Methoden liegt das Prinzip zugrunde, die Arterie am distalen Ende einer Meßstrecke für die Dauer mehrerer Pulse abzuklemmen, wodurch eine positive Totalreflexion entsteht. So wird die rückläufige Welle in eindeutig definierte Beziehung zur rechtläufigen Welle gesetzt, und die Zahl der Unbekannten wird um 1 vermindert, d.h. eine der Registrierungen wird entbehrlich. Dies bedeutet nicht nur eine Verringerung des Aufwandes, sondern auch eine Reduzierung der Fehlerquellen.

Eine der neuen Methoden besteht darin, daß an einem Meßort Druck und Stromstärke simultan registriert werden, während die

Arterie distal in einer bestimmten Entfernung abgeklemmt ist. Dann wird die Registrierung an demselben Ort wiederholt, die Abklemmung jedoch in der doppelten Entfernung vorgenommen. Eine Gruppe von anderen neuen Methoden beruht auf zwei simultanen Registrierungen des Drucks, und zwar am Beginn und am abgeklemmten Ende einer Meßstrecke, womit sich bereits das Übertragungsmaß bestimmen läßt. Für die Bestimmung des Wellenwiderstandes ist noch eine dritte Registrierung, entweder der Stromstärke oder des Durchmessers (bzw. Querschnitts) erforderlich. Eine Reihe von Variationen ist möglich.

Die Registrierungen wurden an der A.carotis comm. und A.femoralis narkotisierter Hunde vorgenommen. Die gewählten Meßstrecken, innerhalb deren die Arterie möglichst homogen sein soll, waren 5-10 cm lang. Der Druck wurde mit Katheterspitzenmanometern (Millar MC 550 A) und die Stromstärke elektromagnetisch (Statham SF 2202) registriert.

Für die Registrierung des Arterienradius wurde ein berührungsfrei arbeitendes photoelektrisches Verfahren benutzt, das am Institut neu entwickelt worden war. Hierbei verläuft die Arterie frei über ein Photoelement quer zu dessen Längsrichtung. Das Photoelement wird mit parallelem Licht derart beleuchtet, daß auf ihm ein Schatten entsteht, dessen Breite gleich dem Außendurchmesser der Arterie ist. In der gewählten Anordnung steht die vom Photoelement abgegebene Spannung in linearer Beziehung zur Schattenbreite; eine Störung durch Fremdlicht tritt nicht auf. Die am Ausgang eines Präzisionsverstärkers erhaltene Signalspannung folgt den Durchmesserschwankungen der Arterie getreu nach Amplitude und Phase bis weit über 100 Hz. Dieses Verfahren ist hinsichtlich Rückwirkungsfreiheit und Frequenzgang allen bisher an Arterien in situ verwendeten Durchmesser-Registriersystemen überlegen.

Alle registrierten Daten wurden nach Analog-Digital-Wandlung einer harmonischen Analyse und den im theoretischen Teil der Arbeit erläuterten Rechengängen unterzogen. Hierzu wurde ein Digitalrechner (Hewlett-Packard 2100 A) verwendet.

Bei der Beurteilung der Resultate muß berücksichtigt werden, daß bei der Bestimmung des Übertragungsmaßes stets außerordentlich kleine Differenzen zwischen relativ großen Werten der Meßgrößen zur Verrechnung kommen. Dies stellt an die Linearität, die Stabilität, die Eichgenauigkeit und den Frequenzgang sowie

an das Signal-Rausch-Verhältnis der Meßeinrichtungen sehr hohe Anforderungen. Es hat sich gezeigt, daß das verwendete Druck- und Durchmesser-Registriersystem diese Anforderungen hinreichend erfüllt. Jedoch erwies sich die Stromstärkeregistrierung mittels des verwendeten Geräts hinsichtlich des Frequenzganges und des Signal-Rausch-Verhältnisses als unzureichend, sodaß diejenigen Bestimmungen des Übertragungsmaßes, die Registrierung(en) der Stromstärke erfordern, zwar nicht aus theoretischen, aber aus derzeit noch gegebenen methodischen Gründen problematisch sind.

Als bestes Verfahren zur Bestimmung des Übertragungsmaßes erwies sich die simultane Druckregistrierung am Anfang und am abgeklemmten Ende des untersuchten Arteriensegments. Zur Bestimmung des Wellenwiderstandes wurde als beste, zusätzlich erforderliche Maßnahme die simultane Aufzeichnung des Durchmessers befunden.

An der A. carotis comm. und A. femoralis des Hundes ergaben sich bei normalem Blutdruck folgende Durchschnittswerte: Dämpfungsmaß $\beta = 0,016 - 0,045$ Neper/cm im Bereich der 1. bis 7. Harmonischen, wobei β mit steigender Frequenz systematisch zunimmt.

Phasenmaß $\alpha = 0.03 - 0.09$ Radian/cm. Hieraus errechnete sich eine ebenfalls frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit von 6-11 m/sec im Bereich der 1. bis 7. Harmonischen. Die Phasengeschwindigkeit der höheren Harmonischen stimmte mit 8-11 m/sec sehr gut überein mit der jeweils auf direktem Wege aus den Pulskurven ermittelten Frontgeschwindigkeit.

Betrag des Wellenwiderstandes $Z = 1,4 - 0,7 \cdot 10^4$ dyn·sec/cm⁵ für die 1. bis 7. Harmonische, also abnehmend mit steigender Frequenz.

Phasenwinkel φ des Wellenwiderstandes $\approx -20^\circ$ mit nur geringfügiger Abhängigkeit von der Frequenz. Der negative Phasenwinkel bedeutet ein Voreilen der Wellenströmung vor dem Wellendruck.

Diese mit den neuen Verfahren gewonnenen Ergebnisse werden im Vergleich zu den wenigen, bisher von anderen Autoren nach deren Methoden bestimmten Werten diskutiert.

Anhang

Rechnerische Auflösung der Bestimmungsgleichungen für z_q , y und Z

(I)

Die für den komplexen Querwiderstand z_q geltende Beziehung (27) wurde in folgender Form aufgelöst. Mit $Q = r_i^2 \pi$ und $dQ/dt = 2r_i \pi \cdot dr_i/dt$ erhält man aus (27):

$$z_q = \frac{p}{2r_i \pi \cdot dr_i/dt} \quad (27a)$$

p und r_i stellen periodische Funktionen der Form

$p(t) = |p| \cdot \exp(j\omega t)$ und $r_i(t) = r_m + |\Delta r_i| \cdot \exp(j(\omega t + \varphi))$ dar.

Durch Einsetzen dieser Funktionen in (27a) und Differenzieren von dr_i/dt erhält man:

$$z_q = \frac{|p| \cdot \exp(j\omega t)}{2\pi(r_m + |\Delta r_i| \cdot \exp(j(\omega t + \varphi))) \cdot \omega \cdot |\Delta r_i| \cdot \exp(j(\omega t + \varphi + \pi/2))} \quad (27b)$$

Da das Quadrat der Amplitude $|\Delta r_i|$ sehr klein gegenüber dem mittleren Innenradius r_m ist, wird es bei der Berechnung nicht berücksichtigt. (27b) vereinfacht sich dann folgendermaßen:

$$z_q = \frac{|p| \cdot \exp(-j(\varphi + \pi/2))}{2\pi r_m \cdot |\Delta r_i| \cdot \omega} \quad (27c)$$

(II)

Die Auflösung der in (43) gegebenen Bestimmungsgleichung für y wurde wie folgt vorgenommen. Der Betrag der komplexen Funktion $\cosh yx$ läßt sich schreiben als

$$|\cosh yx| = \sqrt{\sinh^2 a + \cos^2 b}$$

und das Argument yx ist

$$yx = \arctan(\tanh a \cdot \tan b)$$

Bezeichnet man in (43) $\left| \frac{p_a}{p_e} \right|^2$ als σ und den Tangens des Winkels ρ zwischen den beiden komplexen Drucken p_a und p_e als τ , so lassen sich aus (43) folgende Beziehungen formulieren:

$$\sigma = \sinh^2 a + \cos^2 b \quad (43a)$$

$$\tau = \tanh a \cdot \tan b \quad (43b)$$

Setzt man für $\tan^2 b$ den Ausdruck $1 - \cos^2 b / \cos^2 b$ ein und benutzt die in (43a) für $\cos^2 b$ gegebene Beziehung, so läßt sich (43b) schreiben als

$$\frac{\tanh^2 a}{\tau} = \frac{\sigma - \sinh^2 a}{1 - \sigma + \sinh^2 a} \quad (43c)$$

Ersetzt man $\tanh^2 a$ durch $\frac{\sinh^2 a}{1 + \sinh^2 a}$ und bezeichnet $\sinh^2 a$ als λ , so ergibt sich nach einfacher Umformung aus (43c) eine quadratische Gleichung für λ :

$$\lambda^2 + (1 - \sigma)\lambda - \frac{\sigma\tau^2}{1 + \tau^2} = 0 \quad (43d)$$

Da $\lambda > 0$, gilt die Lösung der positiven Wurzel

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{1 - \sigma}{2}\right)^2 + \frac{\sigma\tau^2}{1 + \tau^2}} - \left(\frac{1 - \sigma}{2}\right) \quad (43e)$$

Berücksichtigt man, daß $\sinh a = \sqrt{\lambda}$, so läßt sich unter Anwendung der für die Umkehrfunktion des $\sinh$ geltenden Beziehung für a schreiben:

$$a = \ln(\sqrt{\lambda} + \sqrt{\lambda + 1}) \quad (43f)$$

Für b ergibt sich aus (43a) unter Anwendung von $\sinh^2 a = \lambda$

$$b = \arccos \sqrt{\sigma - \lambda} \quad (43g)$$

Das Dämpfungsmaß β ist dann $\frac{a}{x}$, und das Phasenmaß α ist $\frac{b}{x}$.

(III)

Für die rechnerische Auflösung der in (42) für γ gegebenen Beziehung in Realteil (β) und Imaginärteil (α) wurde folgender Ansatz vorgenommen. Löst man (42) nach $\exp(-4\gamma x)$ auf und dividiert Zähler und Nenner des Bruches durch Z , so erhält man:

$$\exp(-4\gamma x) = \frac{\frac{Z_{in1}}{Z} - 1}{\frac{Z_{in1}}{Z} + 1} \quad (42a)$$

Schreibt man des weiteren für $Z_{in1}/Z = \exp(\sigma + j\varphi) = \exp(\xi)$, so läßt sich (42a) auch darstellen als

$$\exp(-4\gamma x) = \frac{\exp(\xi) - 1}{\exp(\xi) + 1} \quad (42b)$$

Auflösen der linken Seite nach Betrag und Phase und Multiplikation von Zähler und Nenner der rechten Seite mit $\exp(-\xi/2)$ ergibt

$$|\exp(-4\gamma x)| \cdot \exp(j(-4\alpha x)) = \tanh \xi/2 \quad (42c)$$

Unter Anwendung der für den Betrag und die Phase des Tangens hyperbolicus geltenden Beziehungen läßt sich für β schreiben:

$$\beta = \frac{1}{4x} \ln \sqrt{\frac{\cosh \sigma + \cos \varphi}{\cosh \sigma - \cos \varphi}} \quad (42d)$$

und für α :

$$\alpha = -\frac{1}{4x} \arctan \frac{\sinh \varphi}{\sinh \sigma} \quad (42e)$$

σ ist hierbei gegeben als $\ln \frac{|Z_{in1}|}{|Z|}$ und φ ist gegeben als Differenz der Phasenwinkel von Z_{in1} und Z .

(IV)

Die rechnerische Auflösung für Z nach (41) erfolgte durch Einsetzen der jeweiligen komplexen Größen Z_{in1} und Z_{in2} in die Gleichung und Auflösung entsprechend den Rechenregeln für komplexe Zahlen.

Abkürzungen und Symbole

a	als Index bedeutet im Zusammenhang mit dem Radius "außen" , im Zusammenhang mit dem Druck "Anfang"
c	Fulswellengeschwindigkeit (Frontgeschwindigkeit) (cm/sec) oder (m/sec)
c _{ph}	Phasengeschwindigkeit (cm/sec) oder (m/sec)
C	Compliance (elastische Weitbarkeit) pro Längeneinheit (cm ⁴ /d
$\bar{C}$	komplexe Kapazität pro Längeneinheit (cm ⁴ /dyn)
D	Durchmesser (cm)
e	als Index bedeutet "Ende"
f	Frequenz (1/sec = Hertz (Hz))
h	Wanddicke (cm)
i	als Index bedeutet "innen"
i	Stromstärke (cm ³ /sec)
k	Reflexionsfaktor
l	als Index bedeutet "längs"
m	als Index bedeutet "mittlerer"
M'	wirksame Masse pro Längeneinheit (g/cm ⁵)
p, P	Druck (mm Hg) oder (dyn/cm ²)
q	als Index bedeutet "quer"
Q	Querschnitt (cm ²)
r	Radius (cm)
R _e	Endwiderstand (Abschlußwiderstand) (dyn·sec/cm ⁵)
R	Strömungswiderstand pro Längeneinheit (dyn·sec/cm ⁶)
R _w	innere Wandreibung mal Längeneinheit (dyn·sec/cm ⁴)
t	Zeit (sec)
V	Volumen (cm ³)
x	Länge (x), Längskoordinate
z	allgemeiner Widerstand pro Längeneinheit
Z	Wellenwiderstand (Wellenimpedanz) (dyn·sec/cm ⁵)

Z_{in}	Eingangswiderstand (Eingangsimpedanz = input impedance) (dyn·sec/cm ⁵)
z_c	Querwiderstand (Querimpedanz) bezogen auf die Längeneinheit (dyn·sec/cm ⁴)
α	Phasenmaß = Phasenkonstante der Wellenfortpflanzung (1/cm)
β	Dämpfungsmaß = Dämpfungskonstante der Wellenfortpflanzung (1/cm)
γ	Übertragungsmaß (1/cm)
κ	Volumelastizitätsmodul (dyn/cm ²)
ρ	Flüssigkeitsdichte (g/cm ³)
φ	Phasenwinkel (Winkelgrade oder Radian); jeweilige Bedeutung angegeben
ω	Kreisfrequenz = $2\pi f$ (1/sec)

Literatur

- Aars, H., S.Leraand: Simultaneous recording of aortic baroreceptor activity and aortic diameter.
Acta physiol.scand. 73, 22-23A (1968)
- Anliker, M., M.B.Histand, E.Ogden: Dispersion and attenuation of small artificial pressure waves in the canine aorta.
Circulat.Res. 23, 539-551 (1968)
- Arndt, J.O.: Über die Mechanik der intakten A.carotis communis des Menschen unter verschiedenen Kreislaufbedingungen.
Arch.Kreislaufforsch. 59, 153-197 (1969)
- Arndt, J.O., J.Klauske, F.Mersch: The diameter of the intact carot artery in man and its change with pulse pressure.
Pflügers Arch. 301, 230-240 (1968)
- Arndt, J.O., G.Kober: Die Druck-Durchmesserbeziehung der intakten A.femoralis des wachen Menschen und ihre Beeinflussung durch Noradrenalin-Infusionen.
Pflügers Arch. 318, 130-146 (1970)
- Baan, J., T.Iwazumi, J.P.Szidon, A.Noordergraaf: Intravascular are transducer measuring dynamic local distensibility of the aorta.
J.Appl.Physiol. 31, 499-503 (1971)
- Bauer, R.D., Th.Pasch: The quasistatic and dynamic circumferential elastic modulus of the rat tail artery studied at various wall stresses and tones of the vascular smooth muscle.
Pflügers Arch. 330, 335-346 (1971)
- Bergel, D.H.: The static elastic properties of the arterial wall.
J.Physiol. (Lond.) 156, 445-457 (1961)
- Bertram, C.D.: Ultrasonic arterial diameter measurement.
J.Physiol.(Lond.) 241, 85-87 P (1974)
- Cobbold, R.S.C.: Transducers for biomedical measurements.
Wiley & Sons, New York usw. 1974
- Cox, R.H.: Blood flow and pressure propagation in the canine femoral artery.
J.Biomech. 3, 131-149 (1970)

- Cox, R.H.: Determination of true phase velocity of arterial pressure waves in vivo.
Circulat.Res. 29, 407-418 (1971)
- Cox, R.H.: A model for the dynamic mechanical properties of arteries.
J.Biomech. 5, 135-152 (1972)
- Flaud, P., D.Geiger, C.Odou, D.Quemada: Experimental study of wave propagation through viscous fluid contained in viscoelastic cylindrical tube under static stresses.
Biorheology 12, 347-354 (1975)
- Gessner, U., D.H.Bergel: Methods of determining the distensibility of blood vessels.
IEEE Trans.Biomed.Eng. 13, 2-10 (1966)
- Gow, B.S.: An electrical caliper for measurement of pulsatile arterial diameter changes in vivo.
J.Appl.Physiol. 21, 1122-1126 (1966)
- Gow, B.S.: Viscoelastic properties of conduit arteries.
Circulat.Res. 26/27, Suppl.II, 113-122 (1970)
- Gow, B.S.: The influence of vascular smooth muscle on the viscoelastic properties of blood vessels. In: D.H.Bergel (Ed.), Cardiovascular Fluid Dynamics. Vol.2, pp. 65-110. Academic Press, London-New York, 1972
- Gow, B.S., M.G.Taylor: Measurement of viscoelastic properties of arteries in the living dog.
Circulat.Res. 23, 111-122 (1968)
- Hardung, V.: Zur mathematischen Behandlung der Dämpfung und Reflexion der Pulswellen.
Arch.Kreislaufforsch. 18, 167-172 (1952)
- Kapal, E., F.Martini, E.Wetterer: Über die Zuverlässigkeit der bisherigen Bestimmungsart der Pulswellengeschwindigkeit.
Z.Biol. 104, 75-86 (1951)
- Landes, G.: Studien zur Theorie des Blutdrucks und der Blutströmung in den Arterien.
Z.Biol. 101, 1-20 (1942)
- Leblanc, A.: A new method of measuring arterial dilation and its application.
Med.Biol.Eng. 11, 326-335 (1973)

- Lee, J.S., W.G.Frasher, Y.C.Fung: Comparison of elasticity of an artery in vivo and in excision.
J.Appl.Physiol. 25, 799-801 (1968)
- Lie, M., O.M.Sejersted, F.Kiil: Local regulation of vascular cross section during changes in femoral arterial blood flow in dogs.
Circulat.Res. 27, 727-737 (1970)
- Malindzak, G.S., R.W.Stacy: Dynamics of pressure pulse transmission in the aorta.
Ann.N.Y.Acad.Sci. 128, 921-938 (1966)
- Mallos, A.J.: An electrical caliper for continuous measurement of relative displacement.
J.Appl.Physiol. 17, 131-134 (1962)
- McDonald, D.A., U.Gessner: Wave attenuation in visco-elastic arteries. In: A.L.Copley (Ed.), Hemorheology, pp. 113-125. Pergamon Press, London 1968
- McDonald, D.A.: Blood flow in arteries. 2nd ed.
Edward Arnold, London 1974
- Miller, H.D., L.E.Baker: A stable ultraminiature catheter-tip pressure transducer.
Med.Biol.Eng. 11, 86-89 (1973)
- Milnor, W.R., W.W.Nichols: A new method of measuring propagation coefficients and characteristic impedance in blood vessels.
Circulat.Res. 36, 631-639 (1975)
- Moritz, W.E., M.Anliker: Wave transmission characteristics and anisotropy of canine carotid artery.
J.Biomech. 7, 151-154 (1974)
- Mozersky, D.J., D.S.Sumner, D.E.Hokanson, D.E.Strandness jr.: Transcutaneous measurement of the elastic properties of the human femoral artery.
Circulation 46, 948-955 (1972)
- Murgo, J.P., R.H.Cox, L.H.Peterson: Cantilever transducer for continuous measurement of arterial diameter in vivo.
J.Appl.Physiol. 31, 948-953 (1971)

- Newmann, D.L., N.I.R.Bowden, R.G.Gosling: The dynamic und static elastic response of the abdominal aorta of the dog. *Cardiovasc.Res.* 9, 679-684 (1975)
- Noordergraaf, A.: Hemodynamics. In: H.P.Schwan (Ed.), *Biological Engineering*, pp. 391-545. McGraw-Hill Book Company, New York usw. 1969
- Farrish, D., D.E.Strandness jr., J.W.Bell: Dynamic response characteristics of a mercury-in-silastic strain gauge. *J.Appl.Physiol.* 19, 363-365 (1964)
- Peterson, L.H., R.E.Jenson, J.Parnell: Mechanical properties of arteries in vivo. *Circulat.Res.* 8, 622-639 (1960)
- Pieper, H.F., L.T.Paul: Catheter-tip gauge for measuring blood flow velocity and vessel diameter in dogs. *J.Appl.Physiol.* 24, 259-261 (1968)
- Ralston, A., W.S.Wilf: *Mathematische Methoden für Digitalrechner I.* 2. Aufl. R.Oldenbourg Verlag, München-Wien 1972.
- Ranke, C.F.: Die Dämpfung der Pulswelle und die innere Reibung der Arterienwand. *Z.Biol.* 95, 179-204 (1934)
- Remington, J.W.: Propagation velocity of transient aortic pulses. *Am.J.Physiol.* 212, 612-618 (1967)
- Ronniger, R. : Über eine Methode der übersichtlichen Darstellung hämodynamischer Zusammenhänge. *Arch.Kreislaufforsch.* 21, 127-160 (1954)
- Sperling, W., R.D.Bauer, R.Busse, H.Körner, Th.Pasch: The resolution of arterial pulses into forward and backward waves as an approach to the determination of the characteristic impedance. *Pflügers Arch.* 355, 217-227 (1975)
- Taylor, M.G.: An experimental determination of the propagation of fluid oscillations in a tube with a visco-elastic wall; together with an analysis of the characteristics required in an electrical analogue. *Phys.in Med.Biol.* 4, 63-82 (1959)

Taylor, M.G.: Hemodynamics.

Ann.Rev.Physiol. 35, 87-116 (1973)

Unger, H.-G.: Theorie der Leitungen. Friedr.Vieweg & Sohn,
Braunschweig 1967

Vollmar, J.-D.: Die Dehnungseigenschaften der intakten A.carotis
communis des Hundes und ihr Verhalten unter Noradrenalin-
Infusionen.

Med.Dissertation, Berlin 1972

Wetterer, E., Th.Kenner: Grundlagen der Dynamik des Arterienpulses.
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1968

Womersley, J.R.: Oscillatory flow in arteries: The constrained
elastic tube as a model of arterial flow and pulse
transmission.

Phys.in Med.Biol. 2, 178-187 (1957)

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof.Dr.Erik Wetterer, möchte ich für die intensive Förderung dieser Arbeit von Herzen danken.

Danken möchte ich weiterhin meinen beiden Kollegen Herrn Dr. R.D.Bauer und Herrn Dr.Y.Summa für kritische Anmerkungen und zahlreiche klärende Diskussionen sowie Herrn H.Fuchs für die wertvolle und unentbehrliche Assistenz bei den Tierversuchen.

Copy - Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30
Tel. 09131-26197